



UNIVERSIDAD DE SEVILLA

DOCTORADO EN FÍSICA NUCLEAR

FACULTAD DE FÍSICA

CENTRO NACIONAL DE ACELERADORES (CNA)

DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA
MOLECULAR Y NUCLEAR

**Calibración absoluta y aplicación de los
detectores de pérdidas de iones rápidos
basados en materiales centelleadores para
dispositivos de fusión nuclear**

TESIS DOCTORAL
QUE PARA OPTAR POR EL TÍTULO DE:
DOCTOR EN FÍSICA NUCLEAR

P R E S E N T A:

**MAURICIO
RODRÍGUEZ RAMOS**



DIRECTORES:

Dr. Francisco Javier García López
Dr. Manuel García Muñoz
Dra. María del Carmen Jiménez Ramos

Sevilla, Junio 2017

LOS DOCTORES ABAJO FIRMANTES CERTIFICAN:

Que Don MAURICIO RODRÍGUEZ RAMOS, licenciado en Física, ha realizado bajo nuestra dirección el trabajo de investigación correspondiente a la obtención del título de Doctor en Física Nuclear:

**Calibración absoluta y aplicación de los detectores de pérdidas de iones rápidos
basados en materiales centelleadores para dispositivos de fusión nuclear**

Revisado el presente trabajo se estima que corresponde fielmente a los resultados obtenidos y que puede ser presentado para ser juzgado por el tribunal que sea designado para su lectura.

Y para que así conste, y surta los efectos oportunos, en cumplimiento de las disposiciones vigentes, extendemos y firmamos el presente certificado en Sevilla, a 30 de Junio de dos mil diecisiete.

Dr. Francisco Javier García López

Dr. Manuel García Muñoz

Dra. María del Carmen Jiménez Ramos

DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR

Facultad de Física
Universidad de Sevilla

El autor, sin perjuicio de la legislación de la Universidad de Sevilla, otorga el permiso para el libre uso, reproducción y distribución de esta obra siempre que sea sin fines de lucro, se den los créditos correspondientes y no sea modificada, en especial esta nota.

©Mauricio Rodríguez Ramos, Sevilla, 2017.

**CALIBRACIÓN ABSOLUTA Y APLICACIÓN DE LOS
DETECTORES DE PÉRDIDAS DE IONES RÁPIDOS
BASADOS EN MATERIALES CENTELLEADORES PARA
DISPOSITIVOS DE FUSIÓN NUCLEAR**

30 de junio de 2017

Mauricio Rodríguez. Ramos
Universidad de Sevilla
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
mrodriguez67@us.es

A mi familia...

”Nullius in verba”

(HORACIO)

Índice general

Motivación y Objetivo	5
Estructura de la tesis	8
1. Introducción	11
1.1. Energía de fusión	11
1.2. Confinamiento magnético: El Tokamak	19
2. Iones rápidos en ASDEX Upgrade	25
2.1. El dispositivo de fusión nuclear ASDEX Upgrade	25
2.1.1. Descripción general	25
2.2. Sistemas de calentamiento en Tokamaks	29
2.2.1. Calentamiento óhmico	29
2.2.2. Inyector de haces neutros (NBI)	29
2.2.3. Calentamiento mediante radiofrecuencias (RF)	32
2.3. Partículas supratérmicas en ASDEX Upgrade	34
2.3.1. Mecanismos de pérdidas de iones rápidos	35
2.3.2. Órbitas de los iones rápidos	38
2.4. El detector de pérdidas de iones rápidos	45
3. Caracterización de materiales centelleadores mediante técnicas de haces de iones	51
3.1. El Centro Nacional de Aceleradores	52
3.1.1. El acelerador Tándem	53
3.1.2. Técnicas de caracterización con haces de iones	55
3.1.3. Ionoluminiscencia (IBIL)	57
3.2. Montaje experimental para la caracterización de las muestras centelleadoras	60

3.3. Materiales Analizados	68
3.4. Método de análisis	72
3.5. Resultados	79
3.5.1. Espectros de emisión de los materiales centelleadores	79
3.5.2. Composición y espesor de los materiales centelleadores mediante RBS	82
3.5.3. Composición de los materiales centelleadores mediante PIXE	83
3.5.4. Rendimiento de los materiales centelleadores a temperatura ambiente	85
3.5.5. Interpretación de los resultados del rendimiento: El modelo de Birk	87
3.5.6. Rendimiento de los materiales centelleadores en función de la temperatura	94
3.5.7. Degradación de los materiales centelleadores a temperatura ambiente	97
3.5.8. Degradación de los materiales centelleadores en función de la temperatura.	103
3.5.9. Descripción microscopía del modelo de Black-Birk.	106
3.5.10. Respuesta temporal de los materiales centelleadores usando un haz pulsado	107
4. Procedimiento para la calibración absoluta de los detectores FILD	111
4.1. Introducción	111
4.2. Calibración del sistema óptico	115
4.2.1. La esfera integradora	115
4.2.2. El filtro de transmisión	118
4.2.3. Montaje A	119
4.2.4. Montaje B	123
4.3. Resolución del detector y el factor de colimación: El código FILDSIM	126
5. Medida absoluta del flujo de iones rápidos en ASDEX Upgrade	133
5.0.1. NBI prompt loss: Descarga AUG # 30810.	133
5.1. Medidas experimentales de las pérdidas absolutas con FILD1	134
5.2. Comparativa con medidas experimentales mediante el uso de cámaras infrarrojas.	136
5.3. Comparativa mediante simulación con el código ASCOT.	138
5.4. Pérdidas de Iones rápidos en ASDEX Upgrade	142
6. Resumen y Conclusiones	144
6.1. Contribuciones originales a este trabajo	144
6.2. Futuras líneas de investigación.	146
A. Summary and Conclusions	148
A.1. Original contributions to this work	148

A.2. Future lines of research	150
B. Bibliografía	152
C. Publicaciones y Congresos	162

Motivación y Objetivo

La fusión nuclear se presenta como una de las pocas opciones energéticas virtualmente inagotable y respetuosa con el medio ambiente. La viabilidad de los reactores de fusión comerciales constituye uno de los principales programas de investigación a nivel mundial, siendo la unión europea referente en el campo con varios dispositivos de experimentación en fusión nuclear por confinamiento magnético distribuidos en varios países (tokamaks como ASDEX Upgrade (AUG) en Alemania o Joint European Torus (JET) en Reino Unido y Stellerators como el TJ-II en España o el Wendelstein 7-Advanced Stellarator (W7-AS) en Alemania). Aún se está lejos de llegar a la producción de energía eléctrica de forma comercial mediante la fusión y tendrán que solventarse importantes desafíos tecnológicos en el futuro, destacándose el diseño y construcción de los proyectos ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), DEMO (DEMOstration Power Plant) y PROTO (PROTOtype power plant) e instalaciones como IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) que constituyen la vía hacia la fusión de forma comercial ya que, dada las características de los plasmas de fusión esperados en esta nueva generación de reactores, se requerirá del desarrollo de nuevos materiales así como nuevas técnicas de diagnóstico. El banco de pruebas que supondrá ITER será crucial en el diseño y desarrollo de DEMO, cuyos primeros plasmas se estiman, en el mejor de los escenarios, para 2033. Durante los últimos años, estudios realizados en distintos dispositivos de fusión (AUG, JET, DIII-D,...) han puesto de manifiesto que una herramienta fundamental para el análisis y control del plasma son los detectores de partículas supratérmicas (que presentan energías superiores a las energías de las partículas en equilibrio térmico del plasma) y de los neutrones originados en reacciones de fusión. La necesidad de llevar el plasma hacia la ignición involucra un aporte energético al plasma para calentarlo a través de sistemas auxiliares de calentamiento, lo cual creará una distribución anisotrópica de iones energéticos¹, con energías que van desde decenas de keV hasta aproximadamente 10 MeV, además de las partículas alfas con 3.5 MeV originadas en las reacciones de fusión de deuterio-tritio (D-T).

¹Una descripción más detallada de este tipo de ion se encuentra en el capítulo II de esta tesis.

Estas partículas supratérmicas constituyen una fuente fundamental de momento y energía para el plasma que se transfiere a través de procesos de colisión con las partículas del plasma. Estudios teóricos y evidencias experimentales han demostrado que el confinamiento de estos iones supratérmicos hasta su termalización es esencial para el mantenimiento del plasma en ignición. Sin embargo, diversos mecanismos de pérdidas afectan a la eficiencia de calentamiento (en particular si las pérdidas se producen antes de que depositen su energía en el plasma) y pueden generar un flujo excesivo sobre la pared del reactor, dañando su integridad física y, como consecuencia de ello, degradando la calidad del plasma debido a las impurezas que, por mecanismos de desorción y de pulverización, se introducen en el plasma desde la vasija. Esto pone de manifiesto la importancia de contar con un buen confinamiento de los iones energéticos y, por ende, de un buen entendimiento de la física subyacente a los distintos mecanismos de pérdidas con idea de ser prevenidos en la siguiente generación de reactores de fusión. El estudio de los mecanismos de transporte de las partículas supratérmicas se realiza a través de distintos diagnósticos instalados en la mayoría de los reactores experimentales. Entre los principales diagnósticos se pueden encontrar aquellos basados en el análisis de la evolución temporal del flujo de neutrones en el reactor (espectroscopia neutrónica), el análisis del flujo de radiación gamma (tomografía de rayos γ), el análisis del flujo de neutrales (anализador de partículas neutras (NPA)), la dispersión Compton colectiva (CTS), la emisión de las líneas D_α del hidrógeno (técnica FIDA) etc. Entre aquellos diagnósticos para estudiar las pérdidas de iones medidos directamente en el exterior del plasma (primera pared de la vasija) destacan los detectores basados en tazas de Faraday (Faraday Cup) y los detectores con materiales centelladores. De todos ellos, el principal diagnóstico para obtener información sobre la interacción onda-partícula responsable de las pérdidas de los iones energéticos son los detectores de pérdidas de iones rápidos basados en materiales centelleadores (FIELD, del inglés Fast-Ions Loss Detectors) que se encuentran instalados en prácticamente todos los dispositivos de fusión como AUG, DIII-D, JET, W7-AS, etc, y proporcionan una información completa del espacio de velocidades de los iones que se escapan del plasma. Otra característica de este tipo de detectores es que cuentan con materiales centelleadores con un tiempo de respuesta muy rápido (≈ 500 ns), lo cual es esencial para obtener una resolución temporal de las pérdidas que permita identificar el tipo de fluctuación responsable de las pérdidas en cada momento. Uno de los principales retos hoy en día en el campo de la fusión nuclear es la predicción y control de la actividad MHD y el transporte de partículas asociadas en plasma en ignición en los futuros dispositivos como ITER y DEMO. Para cumplir este objetivo, códigos de simulación avanzados de estabilidad MHD y modelos de transporte como Accelerated Simulation of Charged particle Orbits in Tori (ASCOT) y MHD+EPs hybrid codes (MEGA) son empleados para reproducir las observaciones experimentales en los dispositivos actuales y describir las propiedades del plasma.

Sin embargo, **medidas absolutas de los flujos de pérdidas de partículas** que impactan sobre la pared de los dispositivos no se encuentran disponibles dada la complejidad de la respuesta luminiscente de los materiales centelleadores en las condiciones extremas de radiación (dependencia con la energía, especie iónica, emisión de fondo,...) y temperatura en el que el diagnóstico tiene que operar durante los experimentos en un reactor. Se ha estimado que en ITER el dispositivo de medida puede enfrentarse a temperaturas de hasta 1000°C. Por tanto una cuantificación absoluta de las pérdidas de iones rápidos en los dispositivos de fusión nuclear es de vital importancia para la validación de los distintos códigos de simulación. El objetivo de esta tesis es la cuantificación en términos absolutos de las pérdidas de iones rápidos en plasmas de fusión con los sistemas de detectores basados en materiales centelleadores. Para ello, se pretende realizar una calibración absoluta de los detectores FILD del reactor experimental AUG del instituto Max Planck de física del Plasma (IPP) de Múnich (Alemania) aunque el procedimiento es extensible para cualquier diagnóstico de iones basados en materiales centelleadores. Este proyecto se puede clasificar en dos áreas bien diferenciadas (desarrolladas en instalaciones europeas distintas) pero con un alto grado de sinergias entre ellas:

- Caracterización de los sistemas FILD para la estimación del flujo absoluto de partículas supratérmicas en plasmas de fusión nuclear.

En esta parte del proyecto, se pretende hacer uso del acelerador Tándem de 3MV del Centro Nacional de Aceleradores (CNA) de la Universidad de Sevilla para la caracterización de distintas pantallas luminiscentes, que se usan en los detectores FILD, mediante la técnica de ionoluminiscencia. Para ello, se pretende instalar una nueva cámara de vacío, equipada con un sistema integrado de calentamiento de muestras, de control de temperaturas y de diagnóstico de fotones para la caracterización de la emisión de los materiales centelleadores bajo condiciones realistas de medida como las existentes en un reactor. En la segunda parte de esta área se calibrará absolutamente el sistema óptico del sistema FILD (transmisión óptica y eficiencia de los sistemas de detección de luz) en el IPP para desarrollar una función instrumental que transforme la señal medida por los detectores FILD en el flujo de pérdidas de iones rápidos sobre la primera pared del reactor.

- Medidas en términos absolutos de las pérdidas de partículas energéticas en el laboratorio internacional de fusión ASDEX Upgrade.

En esta parte del proyecto se pretende utilizar la calibración absoluta de los sistemas de detección y la función instrumental obtenida en la primera parte para medir el flujo absoluto de pérdidas de iones rápidos en una descarga real de AUG con las condiciones experimentales más simples y reproducibles. Una vez calibrados el detector experimentalmente, se llevará a cabo un proceso similar para la validación del código de simulación de trayectorias de partículas energéticas ASCOT.

Tras el desarrollo de esta tesis, este tipo de sistemas debe permitir una medida del flujo absoluto de pérdidas de iones rápidos en el espacio de velocidades a partir de la señal experimental medida.

Estructura de la tesis

El contenido de la tesis ha quedado estructurado en 6 capítulos que se pueden agrupar en dos grandes bloques. El primer bloque está constituido por los capítulos primero y segundo y son de carácter introductorio, donde se presenta el estado del arte de la problemática asociada a esta tesis. El segundo gran bloque está constituido por los capítulos del tercero al quinto, y son capítulos de carácter experimental donde se describen los métodos de trabajo y los principales resultados obtenidos en esta tesis sobre la completa caracterización del flujo absoluto en el tokamak ASDEX Upgrade.

- El capítulo I presenta una breve introducción al problema energético mundial y al desarrollo de la tecnología de fusión como alternativa energética para el futuro, describiendo el principal dispositivo de fusión por confinamiento magnético: el tokamak. Tras una discusión sobre el origen de las partículas supratérmicas y la necesidad de un buen confinamiento en los actuales dispositivos de fusión, se remarca el objetivo principal de la tesis: la necesidad de una calibración de los detectores basados en materiales centelleadores que permitan una cuantificación absoluta de los flujos de partículas energéticas que se escapan del plasma.
- El capítulo II de esta tesis presenta uno de los centros de investigación europeos referentes en fusión nuclear donde se han realizado parte de las medidas experimentales recogidas en el presente trabajo: el instituto Max Planck de física del plasma (IPP) en Múnich. Tras una breve presentación del IPP, se realiza una descripción general del dispositivo experimental ASDEX Upgrade y de los principales sistemas de calentamiento del plasma en AUG, haciendo especial énfasis en el sistema de calentamiento por inyección de haces neutros o NBI, fundamental en los experimentos para la cuantificación de las pérdidas de iones que se presentan en el capítulo V. El origen y la naturaleza de los iones supratérmicos se estudian en este apartado. Para finalizar este capítulo, se presenta los fundamentos del detector de pérdidas de iones rápidos conocido con el nombre de FILD.

- El capítulo III constituye la espina dorsal de esta tesis. Desarrollado completamente en el Centro Nacional de Aceleradores, se describen las técnicas de análisis empleadas para la completa caracterización de diversas pantallas luminiscentes usadas en los sistemas FILD con objeto de profundizar en el conocimiento del comportamiento luminoso de estas muestras en condiciones de trabajo similares a la de un reactor de fusión. Tras una breve descripción del acelerador de partículas Tándem Pelletron de 3MV y de las muestras, se desarrolla la principal técnica de análisis usada en este trabajo: la técnica de ionoluminiscencia. Otras técnicas para obtener información complementaria de las muestras aparecen en este capítulo. La instalación del nuevo set up en el CNA para realizar medidas de ionoluminiscencia en un rango de temperaturas entre temperatura ambiente y 500°C se presenta en este capítulo. Finalmente, se recogen una gran cantidad de resultados novedosos sobre el rendimiento, degradación y tiempo de respuesta de las muestras $SrGa_2S_4 : Eu_{2+}$ y $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ en función de la fluencia iónica y la temperatura. La aplicación de modelos luminiscentes para extender el rendimiento a bajas energías y poder cuantificar el daño por radiación también se estudia en este capítulo.
- El capítulo IV recoge la descripción del procedimiento experimental seguido para la calibración absoluta de los detectores de pérdidas de iones rápidos. Se presenta el trabajo llevado a cabo para realizar la calibración del sistema óptico y de los sistemas de adquisición de luz del sistema FILD de AUG mediante el uso de una fuente de luz calibrada. Una función instrumental para convertir las señales experimentales de iones rápidos en flujos absolutos de iones se propone al final de este capítulo.
- El capítulo V proporciona los resultados obtenidos al aplicar la función instrumental desarrollada en el capítulo anterior a una descarga real del reactor AUG. Se estudia las pérdidas de iones rápidos asociadas al sistema de calentamiento NBI medidos con el sistema FILD para plasmas sin actividad MHD. Se proporciona, por primera vez en ASDEX Upgrade, las pérdidas absolutas de iones rápidos medidas con un sistema FILD. Los resultados obtenidos se comparan con las pérdidas calculadas mediante simulación con un código de transporte de partículas y con medidas experimentales obtenidas con una cámara infrarroja.
- Finalmente, el capítulo VI presenta un compendio de las principales conclusiones obtenidas durante el desarrollo de esta tesis. Una valoración sobre futuras líneas de investigación surgidas a raíz de este trabajo y posibles mejoras en los procedimientos para el cálculo del flujo absoluto en futuros proyectos concluyen este capítulo.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Energía de fusión

Uno de los grandes desafíos a los que se tiene que enfrentar la humanidad en las próximas décadas es la producción de energía sostenible a escala global. El incremento de la demanda energética, particularmente significativo desde la revolución industrial, es consecuencia tanto del aumento de la población como del bienestar económico: cuanto más desarrollada es una sociedad más recursos energéticos consume. Según el informe World Energy Outlook (WEO) de 2016 de la Agencia Internacional de la Energía (AIE) se prevé que la demanda de energía a nivel mundial tendrá un aumento del 30 % entre 2014 y 2040 y seguirá su tendencia de aumento en el próximo siglo. Actualmente las fuentes energéticas que provén energía al planeta son de origen natural (combustibles fósiles como el carbón, el petróleo y el gas natural) y de origen antropogénico, gracias al desarrollo de las centrales nucleares de fisión (operadas con materiales radiactivos como el uranio y el plutonio). Aunque existen fuentes alternativas de energía (las denominadas energías renovables) como el sol, el viento, las mareas y la energía hidroeléctrica, estas están sujetas a las condiciones climáticas locales y actualmente su eficiencia es demasiado baja como para ser consideradas una alternativa energética sirviendo, en la mayoría de los casos, de apoyo a las fuentes principales de suministro energético. Una de las consecuencias de esta demanda de energía es la sobreexplotación de los recursos naturales del planeta, cuyas reservas disminuyen a una velocidad alarmante, llegándose al límite de sus reservas en las próximos siglos de seguir el ritmo actual de consumo (se estima que las reservas de petróleo y gas natural se agotarán en unos 50 años mientras que el carbón presenta reservas para unos 200-300 años mas). Otros de los aspectos importantes es el impacto negativo sobre el medio ambiente que tienen algunas de las principales fuentes energéticas.

En el caso de los combustibles fósiles, la presencia de gases de efecto invernadero emitidos durante la combustión (como el CO_2) tendrán un efecto perjudicial sobre el clima global del planeta si no se limita su emisión a la atmósfera mientras que las plantas energéticas basadas en la fisión nuclear pueden sufrir accidentes nucleares, como los acontecidos en Chernóbil (1986) y Fukushima (2011) cuyos efectos contaminantes pueden afectar a todo el planeta. Si la humanidad quiere seguir prosperando en el futuro sin que se llegue a una crisis energética total, el camino de actuación debe enfocarse en la investigación de una fuente energética capaz de proporcionar una cantidad significativa de energía, que al mismo tiempo sea respetuosa con el medio ambiente, económicamente rentable y que fácilmente sea accesible para todas las civilizaciones. De entre todas las alternativas posibles, el proceso de fusión nuclear se presenta como la única fuente de energía casi inagotable para las futuras generaciones. Desde el punto de vista energético, la energía obtenida por gramo de combustible durante el proceso de fusión es mucho mayor en comparación con las demás fuentes de energía, así por ejemplo, la fusión de una masa de combustible de 2.5 g de una mezcla de isótopos de Deuterio-Tritio puede proporcionar, en teoría, la misma energía que 28 toneladas de carbón. El nulo (o bajo) impacto sobre el medio ambiente junto a unas reservas de material combustible suficientes para proporcionar energía a la humanidad durante periodos de tiempos geológicos (millones de años) hacen que la fusión sea vista como una esperanza de cara al futuro a la vez que un desafío humano, tecnológico y científico. Como fuente de energía, la fusión ha sido estudiada a lo largo del siglo XX. Consiste en la unión de dos o más núcleos ligeros, de carga similar, formando un núcleo más pesado (Fig.1.1).

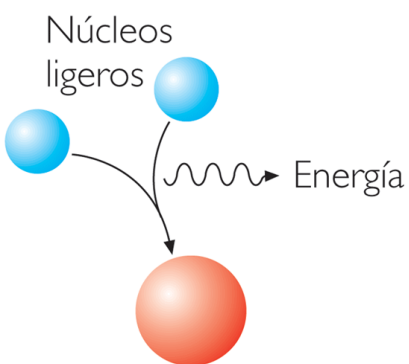


Figura 1.1: Esquema del proceso de fusión nuclear entre dos núcleos ligeros.

Como consecuencia de las diferencias de masas antes y después de la reacción (Δm) entre los reactivos y los productos de la reacción, se libera una gran cantidad de energía (en forma de energía cinética) según la fórmula de Einstein ($E=\Delta mc^2$), que puede ser utilizada para generar electricidad.

De acuerdo a las energías de ligadura (energía necesaria para mantener todos los nucleones de un núcleo unido), la energía liberada en los procesos de fusión (MeV/nucleón) es varios órdenes de magnitud mayor que la liberada en las reacciones químicas convencionales eV/átomo. La fusión de los isotopos del hidrógeno (H, D) en helio estable ofrece la mayor liberación de energía por unidad de masa. (Fig.1.2).

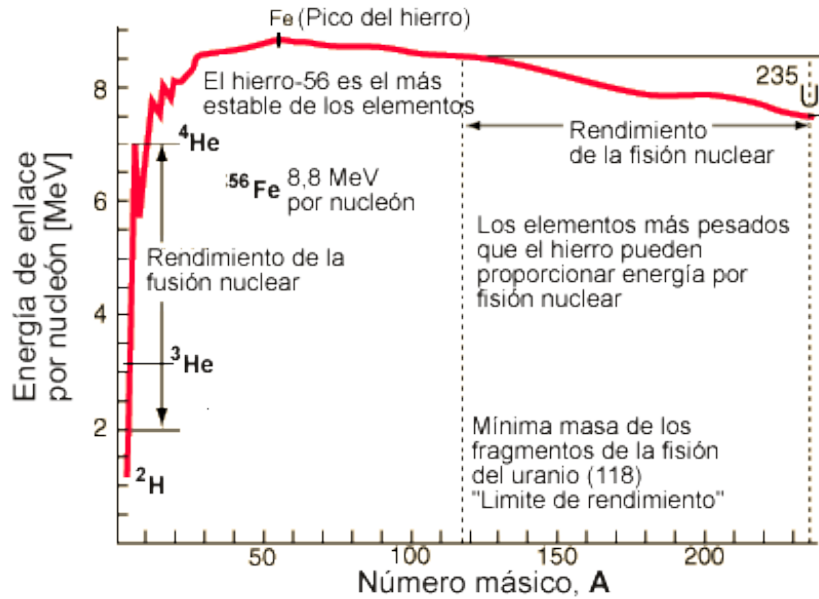
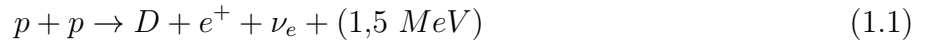
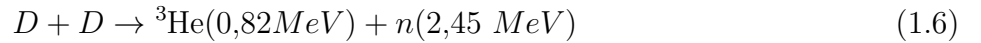
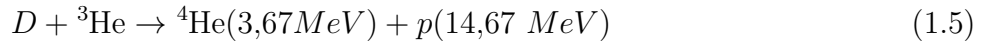


Figura 1.2: Energía de enlace nuclear como función del número de nucleones A.

Es por ello que la fusión se presenta como una alternativa energética prometedora. Diferentes estudios realizados durante las primeras etapas de la investigación en la ciencia de la fusión nuclear, entre lo que cabe destacar el trabajo de Bethe: "Energy production in stars" demostraron que la fusión es el proceso que proporciona energía a las estrellas de manera continuada en el universo, y en particular a nuestro sol, proporcionando la luz y calor necesarios para el desarrollo de la vida en la tierra. Como reactor natural de fusión, en el interior del sol se producen reacciones de fusión entre núcleos de hidrógeno y trazas de núcleos de helio, siendo las reacciones principales:



donde p se refiere a un núcleo de hidrógeno (protón), D a un deuterón (isotopo del hidrogeno compuesto por un protón y un neutrón), ${}^3\text{He}$ y ${}^4\text{He}$ son isotopos del helio, γ hace referencia a la emisión de un fotón, e^+ a un positrón y ν_e a un neutrino electrónico. Entre paréntesis se indica la energía cinética adquirida por los productos de la reacción. A todo este proceso se le conoce como la cadena protón - protón (p-p chain)¹ ya que convierte seis núcleos de hidrógeno en un núcleo de helio liberando una energía total de 26.7 MeV. En base a la gran energía liberada en las estrellas, la humanidad ha estado buscando durante mucho tiempo una manera de reproducir esta fuente de energía en la tierra. Desde el punto de vista práctico, cualquier mecanismo que haga que los núcleos involucrados adquieran energía suficiente que les permita vencer la repulsión coulombiana es viable para ser reproducido en un reactor de fusión experimental. Sin embargo, las reacciones que se producen en el sol (y otras estrellas) no son viables para ser reproducidas en un reactor artificial en la tierra debido a que el proceso de interacción débil involucrado en el primer proceso de la cadena (emisión β^+ en la que un protón se transforma en un neutrón) lo imposibilita. La sección eficaz² de interacción es muy pequeña, lo que haría que, de intentar conseguir esta reacción para conseguir la fusión en la tierra, las tasas de reacción seria inaceptablemente pequeña y por tanto esta tardaría millones de años³ en producirse haciendo que, en la práctica, sea ineficaz salvo que se cumpliesen las condiciones existentes en el interior de las estrella donde gracias a sus elevadas masas ($m_{sol} \approx 1,99 \cdot 10^{30}$ kg) la contracción gravitatoria (presión) es suficiente para confinar los iones presentes en la materia estelar y la alta densidad en el núcleo solar ($\approx 10^{30}$ iones/cm³) hace que la tasa de reacción sea lo suficientemente elevada como para automantener el proceso de fusión. Es por ello que para poder contar con la fusión como recurso energético en la tierra han de valorarse otras reacciones. Entre las reacciones más prometedoras para poder conseguir la fusión en la tierra podemos encontrar:



¹En las estrellas más masivas el ciclo dominante es el CNO (carbono-nitrógeno-oxígeno).

²La sección eficaz (σ) es una magnitud física que indica la probabilidad de interacción entre dos partículas, tiene dimensiones de superficie y se mide habitualmente en barns donde 1 barn=10⁻²⁸ m².

³Esto explica la longevidad de algunos tipos de estrellas como el sol.

En estas reacciones T se refiere al tritio (isotopo del hidrógeno con un protón y dos neutrones). Entre paréntesis se indica la energía cinética adquirida por los reactivos de la reacción. Para alcanzar la fusión, las partículas necesitan ser calentadas ($T \approx 10^8$ °C), hasta que su energía térmica permita superar la barrea coulombiana y puedan fusionarse ya que se precisa que los iones tengan una gran energía cinética para poder aproximarse a las distancias donde la interacción fuerte (que es atractiva) sea efectiva (a distancias de $\approx 10^{-13}$ cm). Como la temperatura es el mecanismo que da lugar a la unión, a este tipo de fusión se le conoce con el nombre de fusión termonuclear. A medida que se aumenta la temperatura, la materia entra en el 4º estado de la materia: el plasma. El plasma es un gas ionizado constituido por iones, electrones y partículas neutras que presenta un comportamiento colectivo. El nombre de plasma fue usado por Langmuir en 1928 en referencia a oscilaciones magnéticas observadas en gases enrarecidos (a baja presión). Desde el punto de vista tecnológico, el objetivo de la actual investigación en fusión termonuclear se centra en la reacción más prometedora, la reacción de deuterio (D) con tritio (T) para la construcción de una planta de fusión en la Tierra debido a que la sección eficaz de reacción presenta un máximo a energías (temperaturas) más bajas comparada con algunas de las otras reacciones de fusión consideradas como los procesos D-D o ^3He -D (Fig.1.3).

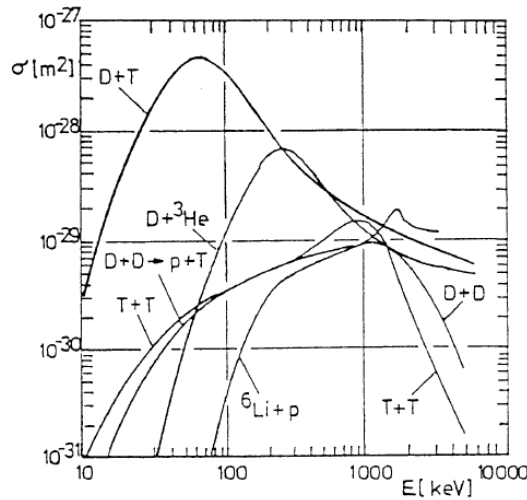
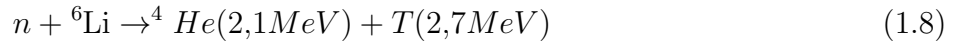


Figura 1.3: Sección eficaz en función de la energía cinética de los núcleos antes de la reacción para diferentes reacciones de fusión. La escala de ambos ejes es logarítmica.

Nótese que aunque el máximo de la sección eficaz se encuentra a energías en torno a 60-70 keV para la reacción D-T, en un plasma en equilibrio térmico, las partículas térmicas presentan una función de distribución de velocidad de tipo maxwelliana.⁴

$$^4p(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

El objetivo realmente es conseguir temperaturas elevadas (≈ 5 keV) de manera que la cola de la distribución de velocidades de Maxwell (partículas más energéticas de la distribución) se encuentren dentro del rango de energías necesaria para vencer la barrera coulombiana y fusionar. Otro de los aspectos que convierte a la reacción D-T en la mejor opción, es la disponibilidad del combustible. Es bien sabido que un litro de agua (H_2O) contiene aproximadamente⁵ 10^{22} átomos de deuterio por lo que dado que el volumen actual de los océanos $\approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ km}^3$ se dispone de una cantidad enorme de uno de los isotopos de la reacción. Las reservas de tritio no son tan abundantes como las de deuterio ya que no se produce tritio en la tierra de forma natural, y además se trata de un elemento radiactivo que presenta una semivida de 12.3 años, y además se trata de un elemento radiactivo. Existen distintos mecanismos para obtener tritio en centrales nucleares, sin embargo atendiendo a la reacción:



podemos observar que a partir del bombardeo del litio⁶ con neutrones podemos obtener una reserva de tritio para su uso como combustible. La idea para aprovechar esta ventaja en el diseño de los futuros reactores es cubrir la pared del reactor con litio de manera que aprovechando los neutrones provenientes de la reacción de fusión D-T seamos capaces de generar el tritio, sirviendo además como refrigerante para la misma. Al mismo tiempo el calentamiento que sufrirá el blanco de litio servirá como medio de transferencia de calor para generar energía eléctrica. Por lo tanto, la forma de aproximar un isótopo de deuterio a uno de tritio para que se fusionen es a través de su energía cinética, para lo cual se necesita llevar al combustible a temperaturas cercanas a las 10-15 keV. Estas energías cinéticas se alcanzan en el plasma mediante un aporte externo de energía al sistema hasta alcanzar dicho estado. Un parámetro muy importante que determina la ganancia energética del proceso es el factor de amplificación Q definido de la forma:

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{inj}} \quad (1.9)$$

En esta expresión, Q representa el cociente entre la energía liberada en el proceso de fusión por los reactivos (P_{fus}) y la energía inyectada en el sistema (P_{inj}) para alcanzar la fusión de los isotopos. Desde el punto de vista de la viabilidad de la fusión nuclear como recurso energético, se debe conseguir que el valor de Q sea alto ($Q > 50$).

⁵La abundancia isotópica del deuterio en el hidrogeno natural es del 0.0115 % .

⁶Actualmente se cuenta con reservas de litio para 1500 años, principalmente en las capas más superficiales de la litosfera.

A pesar de que los dispositivos de fusión actuales trabajan con deuterio o incluso hidrógeno, su diseño no les permite alcanzar valores altos de Q , lo cual significa que se necesita inyectar más energía que la energía que se genera en la reacción. Recientemente (1997) se consiguió, en una mezcla de deuterio-tritio en el dispositivo de fusión europeo JET, alcanzar el valor $Q=0.62 < 1$ en el cual la potencia inyectada y la potencia generada casi estaban igualadas. Aún estamos, tecnológicamente hablando, lejos de conseguir una ganancia energética competitiva con otras fuentes de energía (especialmente con la fisión nuclear). Se espera que en el futuro reactor experimental ITER que actualmente se está construyendo en Cadarache (Francia) pueda conseguir alcanzar un valor de $Q=10$ y permitir operar con una potencia producida de 350-400 MW demostrando la viabilidad real de la construcción de una planta de fusión nuclear. Para utilizar la fusión como fuente de energía (ganancia energética positiva $Q > 0$) y obtener un rendimiento neto, debemos inyectar energía al sistema para llevar a la materia al estado de plasma y confinarlo durante un periodo de tiempo óptimo para que se produzca la fusión de los núcleos. Se conoce como ignición al momento en que la energía liberada por la reacción es suficiente para mantener la temperatura en el proceso de fusión y por tanto no se precisa de un aporte externo de energía para compensar las pérdidas de energía que ocurren dentro del plasma. Lawson demostró en 1957 una relación entre los parámetros característicos del plasma, denominado el criterio de Lawson, que se debe cumplir para obtener una ganancia positiva y llevar al plasma a la fase de ignición:

$$L_i = n_i T_i \tau_i > C_{Umbra} \quad (1.10)$$

donde n_i es la densidad de iones del plasma, T_i es la temperatura de los iones del plasma (que está relacionada con su energía cinética), τ_i es el tiempo de confinamiento, el cual es definido como el intervalo de tiempo en el que el plasma mantiene una temperatura de operación superior a la temperatura necesaria para la ignición y viene descrito como el cociente de la energía térmica acumulada en el plasma y la potencia inyectada al plasma. C_{umbral} es una constante que depende de la sección eficaz de la reacción considerada. Por tanto, el principio tecnológico para usar la fusión de forma comercial es que fijada una temperatura del plasma para superar la barrera coulombiana y llegados a la ignición, esta se mantendrá maximizando el producto $n\tau_i$. En el caso de las reacciones de D-T el valor $n_i \tau_i > 10^{14} \text{ s/cm}^3$ mientras que para las reacciones de deuterio-deuterio es dos órdenes de magnitud mayor. La vía de confinamiento para que se verifique el criterio de Lawson determina las distintas técnicas para confinar las partículas que actualmente se mantienen en investigación: el confinamiento magnético y el confinamiento inercial.

Hemos visto que uno de los aspectos fundamentales para que la ignición del plasma se produzca y esta sea automantenida, a través de las partículas alfas de la reacción D-T, es que se verifique el criterio de Lawson, es decir, las partículas deben permanecer confinadas durante un periodo de tiempo suficiente y con unos valores de densidad y temperaturas adecuados. Además, a la hora de buscar un procedimiento capaz de confinar el plasma para alcanzar la ignición se debe tener en cuenta que las elevadas temperaturas involucradas en el proceso (temperaturas del orden de las decenas de keV) imposibilitan cualquier contacto con el material que sirva de contenedor ya que este sería irremediabilmente dañado por lo que el confinamiento debe mantener al plasma alejado de las paredes. Para intentar solventar estos problemas, existen dos métodos de confinamiento que se presentan como los más prometedores para ser usados en una planta nuclear de fusión:

- **Confinamiento inercial.** Esta técnica de confinamiento se basa en el calentamiento e implosión por compresión de un pequeño blanco sólido de forma esférica de material combustible (mezcla de deuterio más tritio conocida como pellet) durante un periodo de tiempo muy corto ($\tau_i \approx 10^{-11} s$). Para conseguir este objetivo, la muestra se somete a la acción de un conjunto de láseres pulsado de alta potencia o de un haz de iones pesados que comprime la muestra hasta alcanzar densidades de $\approx 10^{32} m^{-3}$ y temperaturas de decenas de keV durante periodos de tiempo del orden de los ps, tiempo suficiente para que se produzca el proceso de fusión y el plasma sea confinado por su inercia. La inyección de energía sobre el combustible debe ser lo más simétrica posible durante el proceso de compresión y se pueden ceder energías del orden de 5-10 MJ. En la actualidad esta técnica de confinamiento se desarrolla principalmente en el National Ignition Facility (NIF) en EEUU y en el Laser MégaJoule (LMJ) en Francia. En noviembre de 2013 esta técnica logró un hito histórico al lograr por primera vez producir más energía que la energía necesaria para que se produzca la fusión pero sin llegar a ser una reacción sostenida.
- **Confinamiento magnético.** En esta técnica de confinamiento la aplicación externa de fuertes campos magnéticos (del orden del Tesla) intenta mantener al plasma confinado y alejado del recipiente que lo contiene. Su principio de funcionamiento se basa en que las partículas cargadas en movimiento están fuertemente afectadas por el campo magnético aplicado a través de la ley de Lorentz y giran alrededor de las líneas de campo magnético. Al ser el estado de plasma un gas ionizado compuesto por electrones e iones, estos se desplazan a lo largo de las líneas de campo una vez que el campo ha sido establecido, quedando por tanto confinados. Las densidades presentes en este tipo de confinamiento son bajas (del orden de $10^{19} - 10^{20} m^{-3}$, varios ordenes de magnitud inferior a la densidad atmosférica).

Para poder cumplir el criterio de Lawson se necesitan alcanzar temperatura muy elevadas (del orden de decenas de keV) y presentar un tiempo de confinamiento alto, del orden de segundos. El confinamiento estable del plasma durante periodos de tiempo largos lo convierten en el camino más prometedor para el desarrollo de reactores de fusión. Actualmente este tipo de confinamiento define el diseño de los dispositivos principales: el Tokamak (una descripción detallada se dará en el siguiente apartado) y el Stellerator⁷.

Existe un tercer método de confinamiento, el confinamiento gravitatorio, que es el presente en las estrellas. La gran masa de los cuerpos estelares hace que la fuerza gravitatoria sea capaz de vencer la presión generada en la reacción de fusión manteniendo el proceso de ignición, confinando el plasma. Este tipo de confinamiento no es posible en la tierra debido a que se necesitaría construir una planta de fusión nuclear del tamaño de una estrella, lo cual lo hace inviable para el diseño de centrales basadas en este tipo de confinamiento.

1.2. Confinamiento magnético: El Tokamak

El principio del confinamiento magnético se basa en las propiedades electromagnéticas de las partículas cargadas en movimiento. La ecuación de movimiento de una partícula de carga q y masa m en presencia de un campo eléctrico y magnético queda gobernada por la (no relativista) fuerza de Lorentz:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{B} \times \vec{v} + q\vec{E}) \quad (1.11)$$

Donde \vec{B} es el campo magnético y \vec{E} el campo eléctrico y \vec{V} la velocidad de la partícula. En ausencia de campo eléctrico ($\vec{E} = 0$) la fuerza de Lorentz es perpendicular a la velocidad de la partícula y su energía cinética permanece constante⁸, lo cual hace que las partículas cargadas presenten un movimiento helicoidal compuesto de un giro circular alrededor de las líneas de campo magnético (plano perpendicular a \vec{B}) con un radio de giro (radio de Larmor ρ_L) y frecuencia de giro (frecuencia de ciclotrón ω_c) características y una velocidad constante en la dirección del campo magnético (Fig.1.4):

$$\rho_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad \text{y} \quad \omega_c = \frac{v_{\perp}}{\rho_L} = \frac{|q|B}{m} \quad (1.12)$$

⁷Acrónimo de "stella generator", en español generador de estrellas.

⁸Como la fuerza de Lorentz es perpendicular a la velocidad se tiene que $\vec{F} \cdot \vec{v} = 0$ y atendiendo a la segunda ley de Newton $\vec{F} \cdot \vec{v} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{v} = \frac{d}{dt}(\frac{1}{2}mv^2) = 0 \Rightarrow E_{cin} = \frac{1}{2}mv^2 = cte$.

donde v_{\perp} es la componente de la velocidad perpendicular a la dirección del campo magnético. Otros de los parámetros característicos de las partículas sometidas a un campo magnético es el llamado ángulo de ataque⁹, que representa el ángulo que forma el vector velocidad de la partícula con el campo magnético:

$$\text{Pitch Angle } \Lambda = \frac{v_{\parallel}}{v_{tot}} = \cos(\alpha) \quad (1.13)$$

y el momento magnético μ ¹⁰ asociado a la partícula orbitando alrededor de la línea de campo magnético.

$$\text{Momento Magnético } \mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (1.14)$$

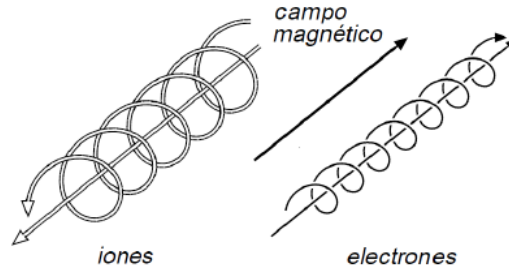


Figura 1.4: Trayectorias de partículas cargadas (iones y electrones) en el seno de un campo magnético uniforme. La orientación del giro es opuesta entre los electrones y los iones debido a su carga.

El espacio de velocidades de la partícula queda definido por tanto con el conocimiento de su energía (o equivalentemente el radio de Larmor) y por el pitch angle de la partícula. Basado en estos principios, durante los inicios históricos del desarrollo de un dispositivo de confinamiento magnético se diseñaron dispositivos con una geometría lineal, donde tanto los iones como los electrones presentes en el plasma eran confinados girando alrededor de las líneas del campo magnético aplicado. Estudios posteriores pusieron de manifiesto que este tipo de sistema de confinamiento era muy efectivo y estable, sin embargo la limitación impuesta por las fronteras en los extremos de la maquina los hacía inviable para construir un dispositivo de fusión, debido a las pérdidas que se producían (el tiempo de confinamiento era insuficiente para cumplir el criterio de Lawson). La solución natural a ese problema fue cerrar ambos extremos del dispositivo lineal y confinar el plasma en una geometría en forma de toro (solenoides toroidal). Con esta geometría, las líneas de campo magnético estarían completamente cerradas y, en principio, el campo magnético mantendría a las partículas confinadas dentro del dispositivo.

⁹En inglés es llamado pitch angle y esa será la forma en las que nos referimos a esta magnitud a lo largo de esta tesis.

¹⁰El momento magnético se define como el producto de la intensidad I por el área A definida por el giro de la partícula.

Las investigaciones posteriores demostraron que, como consecuencia de la dependencia radial del campo magnético toroidal¹¹, aparecía una velocidad de deriva de los iones y electrones perpendicular al campo magnético toroidal y su gradiente ∇B como consecuencia de las fuerzas de deriva de gradiente magnético y de curvatura de campo:

$$\vec{v}_{Deriva} = \vec{v}_R + \vec{v}_{\nabla B} = \frac{v^2 + v_{\parallel}^2}{2\omega_c} \frac{\vec{B} \times \nabla B}{|\vec{B}|^2} \quad (1.15)$$

Dicha fuerza producía una separación de carga entre los iones y los electrones presentes en el plasma que daba lugar a la aparición de un campo eléctrico vertical dentro del dispositivo. En presencia de un campo eléctrico las partículas sufrían otra deriva gobernada por la ecuación:

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2} \quad (1.16)$$

Como se puede observar, esta fuerza es perpendicular al campo eléctrico (que tiene una componente vertical) y al campo magnético (que presenta una componente toroidal), además es independiente de la carga de la partícula por lo que afectaba igual y en la misma dirección tanto para electrones como iones (Fig.1.5). La fuerza de deriva iba dirigida en la dirección radial hacia la pared exterior y provocaba que el confinamiento fuese muy ineficiente. Ello puso de manifiesto que un campo magnético toroidal no podía confinar las partículas. Con idea de evitar la separación de carga y tener un buen confinamiento en un dispositivo con geometría toroidal, al campo magnético toroidal se le debía añadir una componente perpendicular a dicho campo.

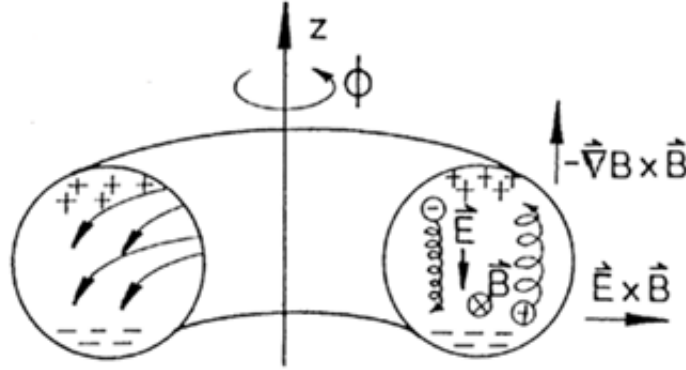


Figura 1.5: Deriva radial de electrones e iones en un plasma confinado, en un dispositivo con un campo magnético exclusivamente toroidal, como consecuencia de la separación de carga.

¹¹En un solenoide con geometría toroidal, el campo magnético no permanece constante sino que presenta una variación radial de la forma $B_T \propto \frac{1}{r}$ siendo r la distancia al eje de simetría del dispositivo.

El objetivo era que el campo magnético resultante tuviese una geometría helicoidal. La presencia de un campo magnético toroidal y de un campo magnético poloidal en una máquina con geometría toroidal es la base de los dispositivos de confinamiento magnético actuales, como los tokamaks. El término Tokamak proviene de la abreviación rusa **TO**roidal **KA**meras **MA**gnitnami **K**atushkami (en español cámara toroidal con bobinas magnéticas). Ideado por los soviéticos I. Tam y A. Sarajov en la década de los 50, el principio del tokamak constituye la opción más prometedora para alcanzar la fusión nuclear en las próximas décadas confinando el plasma en una geometría toroidal con un intenso campo magnético. Para generar el campo magnético poloidal en estos dispositivos existen dos mecanismos principales: el primero es contar con un conjunto de bobinas externas colocadas toroidalmente por las que se haga circular una intensidad de corriente para crear un campo magnético, que irá en la dirección poloidal. El otro mecanismo, que es el más usado en los actuales dispositivos, consiste en inducir una corriente eléctrica en el plasma a través de un transformador central situado en el eje de simetría del dispositivo (Fig.1.6).

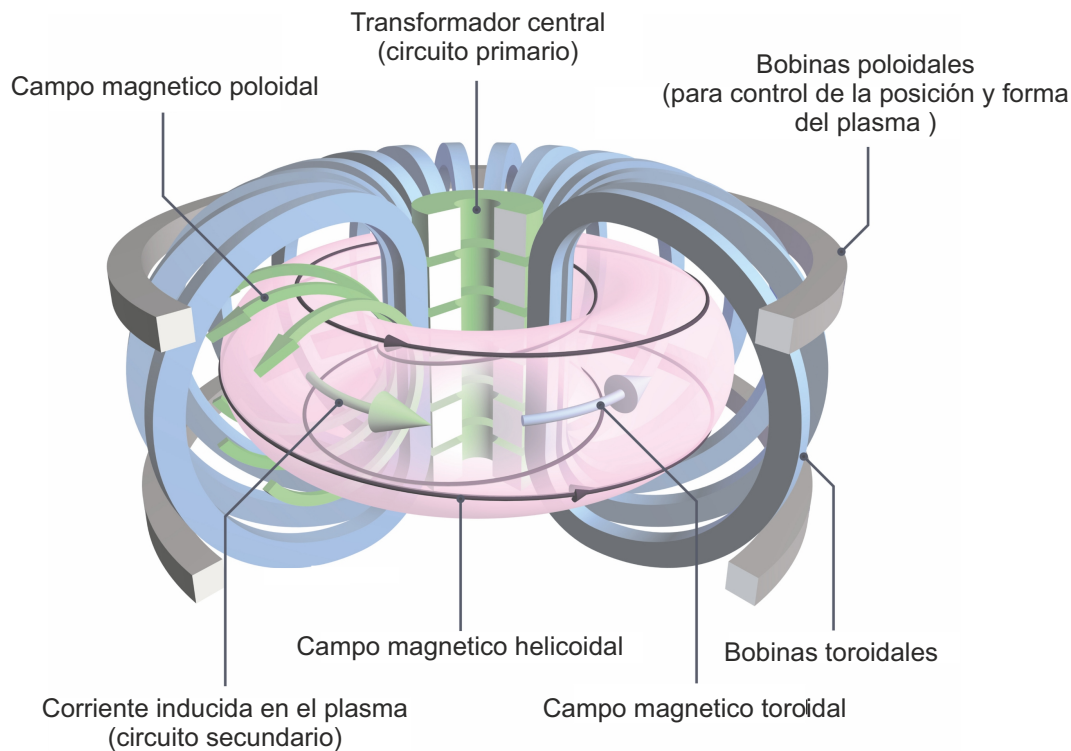


Figura 1.6: Componentes principales en un tokamak junto a las líneas de campo magnético helicoidal que mantienen el plasma confinado.

Al hacer circular por el transformador una corriente variable en el tiempo, este actúa como el primario de un circuito haciendo variar el flujo magnético poloidal en el plasma, esta variación de flujo magnético genera la aparición de un campo eléctrico toroidal en el seno del plasma (ley de Lenz-Farady) que actúa como circuito secundario. Debido a la presencia de este campo eléctrico y a la resistividad finita del plasma se induce una corriente (portada fundamentalmente por los electrones dada su masa y movilidad) que da lugar al campo magnético poloidal dentro del dispositivo. Debido a la presencia del transformador, los tokamaks son dispositivos pulsados. El campo magnético toroidal se consigue gracias a un conjunto de bobinas externas dispuesta poloidalmente alrededor del contenedor toroidal por las que circula una corriente eléctrica generando la componente principal del campo en un tokamak (la componente toroidal es un orden de magnitud mayor que la componente poloidal). Las líneas de campos magnéticos helicoidales forman superficies magnéticas cerradas conocidas como superficies de flujo magnético donde parámetros como la presión y la temperatura permanecen constantes. Una forma de definir la helicidad¹² de estas líneas y conocer sus propiedades es a través de un parámetro adimensional llamado factor de seguridad (Fig.1.7). El factor de seguridad q se define como el número de vueltas toroidales que debe completar una línea de campo magnético para completar una vuelta poloidal completa y volver a su posición original:

$$q = \frac{m}{n} = \frac{\text{Número de vueltas toroidales}}{\text{Número de vueltas poloidales}} \quad (1.17)$$

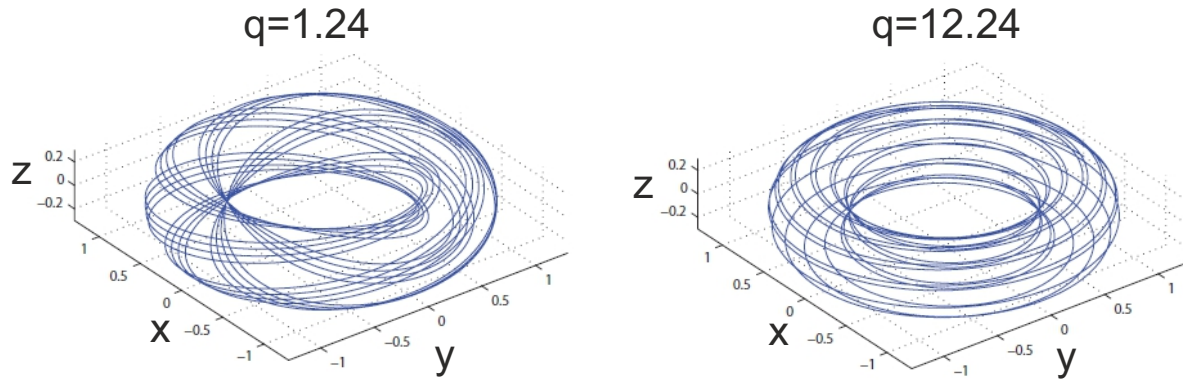


Figura 1.7: Configuración de líneas de campo magnético de un tokamak para dos valores distintos del factor de seguridad.

¹²Es una magnitud asociada al entrelazado de líneas de campo magnético en un volumen fijo.

Las superficies de flujo magnético (Fig.1.8) racionales son aquellas en las que el valor del factor es racional, es decir los valores de m y n son enteros. La estabilidad del plasma suele estar relacionada con los valores bajos del factor de seguridad en el borde del plasma. ($q < 6$).

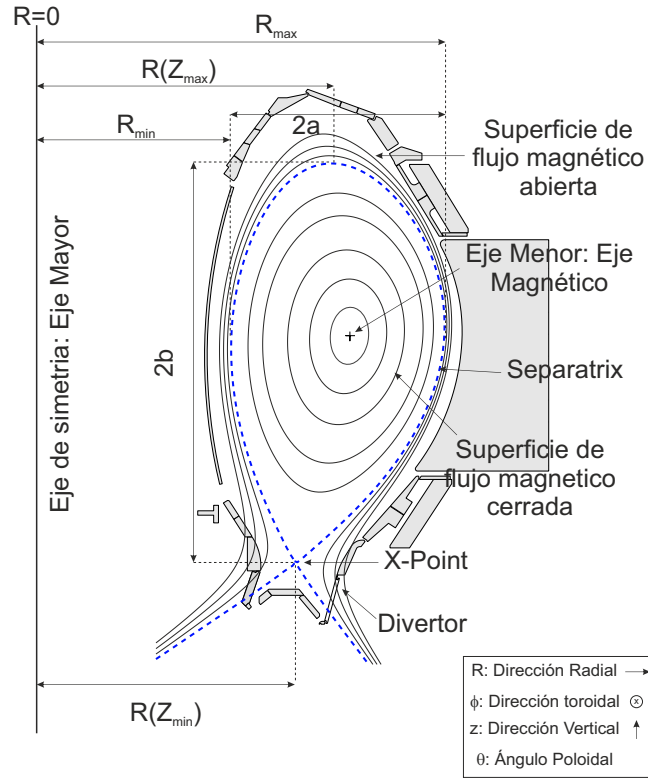


Figura 1.8: Sección poloidal de un equilibrio magnético típico en un tokamak con sus propiedades características.

Capítulo 2

Iones rápidos en ASDEX Upgrade

*...somewhere, in the ancient lands of Munich, there is hidden indeed **infernal power**. Yet it is the very of **power celestial stars** themselves. Calmly dormant, awaiting mankind to discover **the magic key**, to use this power for their benefit...*

En este capítulo, se va a proceder a una presentación del dispositivo de fusión nuclear ASDEX Upgrade, que constituye una de las principales maquinas en las que se ha desarrollado parte del trabajo presente en este documento. Tras una breve descripción sobre su origen y sus parámetros físicos fundamentales, se expondrán los mecanismos de los principales sistemas auxiliares de calentamiento que se aplican actualmente al plasma y que constituyen las fuentes de origen de las partículas supratérmicas. Este capítulo concluirá con una descripción del detector de pérdidas de iones rápidos, que ha constituido el diagnostico principal para el desarrollo de esta tesis.

2.1. El dispositivo de fusión nuclear ASDEX Upgrade

2.1.1. Descripción general

El dispositivo experimental de fusión es una maquina toroidal, del tipo tokamak, denominada ASDEX Upgrade (de las siglas en inglés **A**xiially **S**ymmetric **D**ivertor **EX**periment) o simplemente AUG. En la siguiente figura (Fig. 2.1) se presenta un esquema del dispositivo AUG. En la figura se pueden observar las estructuras fundamentales del tokamak: la vasija central dividida en 8 octantes iguales para contener el plasma, las bobinas toroidales y poloidales para la aplicación del campo magnético y el posicionamiento de la columna de plasma y el transformador central que induce la corriente en el plasma convirtiendo a los tokamaks en dispositivos pulsados.

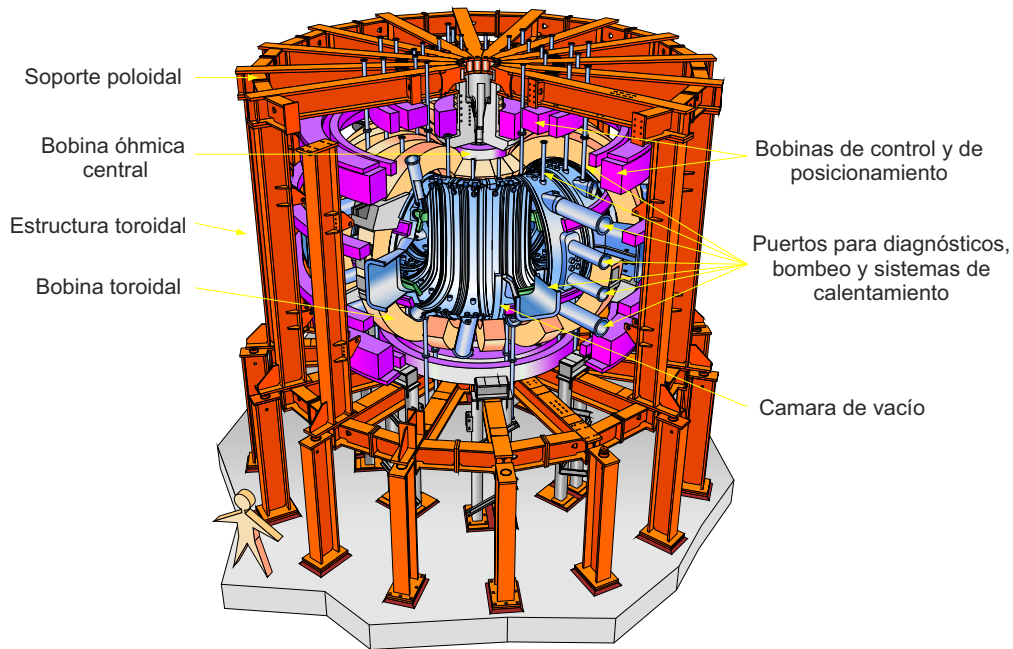


Figura 2.1: Representación esquemática del tokamak ASDEX Upgrade.

Se encuentra localizado en la región de Baviera, en Garching (sur de Alemania) y constituye una mejora del anterior tokamak conocido como ASDEX¹ (1980-1990). Dada la similitud con ITER, en lo que respecta a la configuración del sistema divertor (desarrollado en ASDEX) y la geometría de las bobinas de campo toroidal, AUG constituye un banco de pruebas esencial para el desarrollo de las estrategias de control de la forma del plasma y su estabilidad para los futuros escenarios de operación en vista a cumplir los requerimientos técnicos de un autentico reactor de fusin.

¹El modo de alto confinamiento o modo H en plasmas de fusión, que se alcanza tras una cierta potencia inyectada al plasma y que se caracteriza por una mejora del confinamiento, fue observado por primera vez en este tokamak.

Para tener una visión general del dispositivo, a continuación se presenta un esquema (Tabla 2.1) con los parámetros característicos² del tokamak AUG.

Datos Técnicos	Valor
Altura del dispositivo	9 m
Radio Total	5 m
Peso del dispositivo	620 T
Material de la primera pared	Carbón /Tungsteno (Desde 2007)
Numero de bobinas toroidales	16
Numero de bobinas poloidales	12
Campo magnético máximo en el eje magnético	3.9 T
Campo magnético típico en el eje magnético	2.5 T
Corriente del plasma	0.6 MA- 1.4 MA
$\vec{j}_{plasma} \cdot \vec{B}_T$	+1
Duración de un pulso	< 10 s
Información/pulso	≈ 0.5 GByte
Calentamiento del plasma	Hasta 27 MW
Calentamiento óhmico	1 MW
Calentamiento con inyectores de haces neutros	20 MW (con $^2\text{H}=\text{D}$)
Calentamiento por radiofrecuencias (iones)	7 MW (30 MHz-120 MHz)
Calentamiento por radiofrecuencias (electrones)	3.5 MW (105, 140 GHz)

Cuadro 2.1: Parámetros principales del tokamak ASDEX Upgrade.

AUG cuenta con más de 70 diagnósticos destinados a investigación y al control de la máquina proporcionan información sobre los parámetros fundamentales del plasma durante una descarga. Entre los diagnósticos principales podemos destacar: Motional stark effect (MSE), electron cyclotron emission (ECE), Soft X-ray, Thompson scattering spectroscopy (TS), charge exchange recombination spectroscopy (CXRS), Doppler reflectometry, etc. Para evitar el contacto directo del volumen del plasma con los elementos de la vasija contenedora, un conjunto de 12 bobinas verticales controlan el plasma y le dan un aspecto elíptico con el X-point situado sobre el divertor inferior 2.2.

²Los métodos de calentamiento del plasma se desarrollan en la siguiente sección de este capítulo.

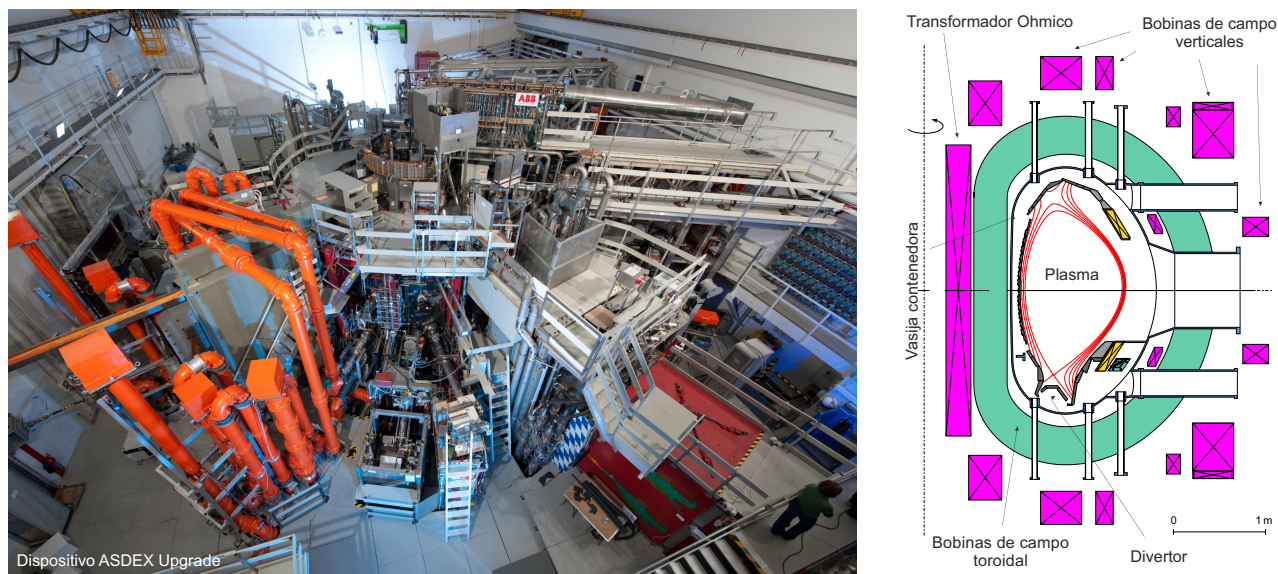


Figura 2.2: (a) Vista panorámica de la instalación ASDEX Upgrade. (b) Corte poloidal del tokamak AUG.

A continuación se presenta una tabla 2.2 con las propiedades típicas de los plasmas que se pueden obtener en ASDEX Upgrade:

Parámetros del plasma	Valor
Radio Mayor R_0	1.65 m
Radio Menor a	0.5 m
Dimensión vertical del plasma b	0.8 m
Dimensión horizontal del plasma R_0	0.5 m
Elipticidad $\frac{b}{a}$	0.5 m
Triangularidad δ (arriba/abajo)	0.4/0.4 m
Tipos de plasma	deuterio, hidrógeno, helio
Volumen/área del plasma	$14 \text{ m}^3/42 \text{ m}^2$
Densidad electrónica	$1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Peso del plasma	3 mg
Temperatura	$\approx 4 \text{ keV } [(60-100) \times 10^6 \text{ }^\circ\text{C}]$

Cuadro 2.2: Parámetros característicos de los plasmas de AUG.

2.2. Sistemas de calentamiento en Tokamaks

En los dispositivos tokamak existen varios mecanismos para calentar el plasma, que se pueden agrupar en sistemas intrínsecos y sistemas extrínsecos. Los mecanismos intrínsecos de los plasmas de fusión son el calentamiento óhmico y calentamiento por partículas alfa productos de la reacción D-T. Por otra parte, existen mecanismos extrínsecos, diseñados explícitamente para elevar la temperatura, como el calentamiento por radiofrecuencia (RF) y la inyección de haces de partículas neutras (NBI) entre otros.

2.2.1. Calentamiento óhmico

Por el principio de funcionamiento de un tokamak, el transformador central del dispositivo induce un campo eléctrico que va en el sentido contrario al campo magnético toroidal ³. Las partículas cargadas (esencialmente los electrones ya que los iones dado su masa se pueden considerar inmóviles) sienten este campo eléctrico y son acelerados en la dirección contraria por lo que se induce una corriente eléctrica en el volumen del plasma. Debido a que el plasma presenta una resistividad finita η , la corriente inducida pierde energía mediante colisiones (efecto Joule) con las partículas del plasma, cediendo esta energía al plasma y calentándolo en consecuencia.

$$P_{OH} = I_{plasma}^2 R_{plasma} \propto I_{plasma}^2 T^{-\frac{3}{2}}$$

En principio podría considerarse que aumentando la intensidad de la corriente que circula por el plasma este podría aumentar su temperatura hasta alcanzar la ignición pero el calentamiento óhmico únicamente es eficiente como sistema primario de calentamiento ya que la eficiencia de este procedimiento disminuye al aumentar la temperatura debido a que la resistividad es función de la temperatura ($\eta \propto T^{-\frac{3}{2}}$) lo cual provoca que el rendimiento de este tipo de calentamiento sea bajo y se precise por tanto de sistemas auxiliares que calienten el plasma hasta las temperaturas de ignición.

2.2.2. Inyector de haces neutros (NBI)

El sistema de calentamiento mediante la inyección de haces neutros o NBI (del inglés Neutral Beam Injection) constituye uno de los principales sistemas auxiliares de calentamiento del plasma presente en los dispositivos de fusión nuclear por confinamiento magnético.

³Puede inducirse en el mismo sentido como ocurrirá en ITER donde el campo magnético del plasma y la corriente inducida van en la misma dirección

Su principio de funcionamiento se basa en la inyección de haces de átomos neutros (generalmente de hidrógeno o deuterio) con energías superiores a los iones térmicos presentes en el plasma ($E_{NBI} > 10$ keV). La neutralidad de carga de estos átomos hace que una vez que hayan incidido en el plasma no sientan la influencia del campo magnético aplicado en el dispositivo y por tanto siguen una trayectoria rectilínea en la dirección de inyección. Esta propiedad les permite penetrar en la columna de plasma hasta que eventualmente se produzca la ionización del átomo neutro. Los mecanismos de ionización una vez que han penetrado en el plasma pueden ser varios (colisiones con electrones, colisiones con iones, o procesos de intercambio de carga con los iones térmicos) siendo la sección eficaz de cada uno de ellos dependiente de la energía de inyección de los neutros. Los perfiles de ionización dependen además de los perfiles de densidad y temperatura del volumen del plasma. En todos estos procesos de ionización, las partículas neutras de altas energías adquieren carga positiva y al sentir ahora la influencia del campo magnético quedan confinadas, transfiriendo su energía cinética a las partículas térmicas mediante colisiones con el consecuente calentamiento del plasma. La topología de la trayectoria dependerá de la localización espacial en la que se haya producido la ionización, la energía y geometría de inyección así como la configuración del equilibrio magnético existente en el plasma. Para poder acelerar los átomos neutros hasta las energías de inyección con los que inciden en el plasma, estos deben poseer carga inicialmente y atravesar un sistema de aceleración. Una versión simplificada del dispositivo para acelerar, neutralizar e inyectar los iones en el plasma se muestra en la siguiente figura 2.3.

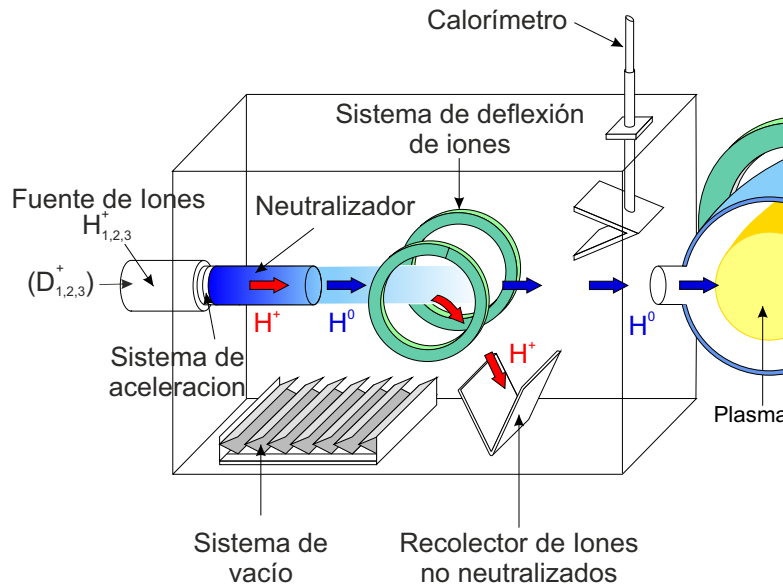


Figura 2.3: Principio de funcionamiento del inyector de haces neutros.

Las partículas neutras que se inyectan en el plasma son generadas en unas fuentes de iones (generalmente en un filamento de tungsteno o en una cámara rellena de gas a la que se le aplica radiofrecuencias) que proporcionan carga positiva. Estos iones positivos se extraen a través de una grid y son acelerados mediante una diferencia de potencial U_{Iny} hasta alcanzar una determinada velocidad y, por tanto, adquirir una cierta energía ($E_{Iny} = |q|U_{Iny}$). En las fuentes de iones no solo se generan iones de H o D sino también las especies moleculares del hidrógeno y deuterio (H_2^+ , H_3^+ , D_2^+ y D_3^+) aunque no en la misma proporción. Una vez que los iones son acelerados, atraviesan un blanco constituido por un gas a baja densidad que actúa como neutralizador donde las partículas se neutralizan en su gran mayoría mediante procesos de intercambio de carga. La existencia de especies moleculares de los iones sometidos al mismo potencial de aceleración hace que se inyecten neutros con energía E_0 , $\frac{E_0}{2}$ y $\frac{E_0}{3}$ siendo E_0 la energía principal de inyección. El sistema NBI en ASDEX-Upgrade consiste en dos líneas de haces denominadas generalmente como cajas del NBI o simplemente box (Fig.2.4).

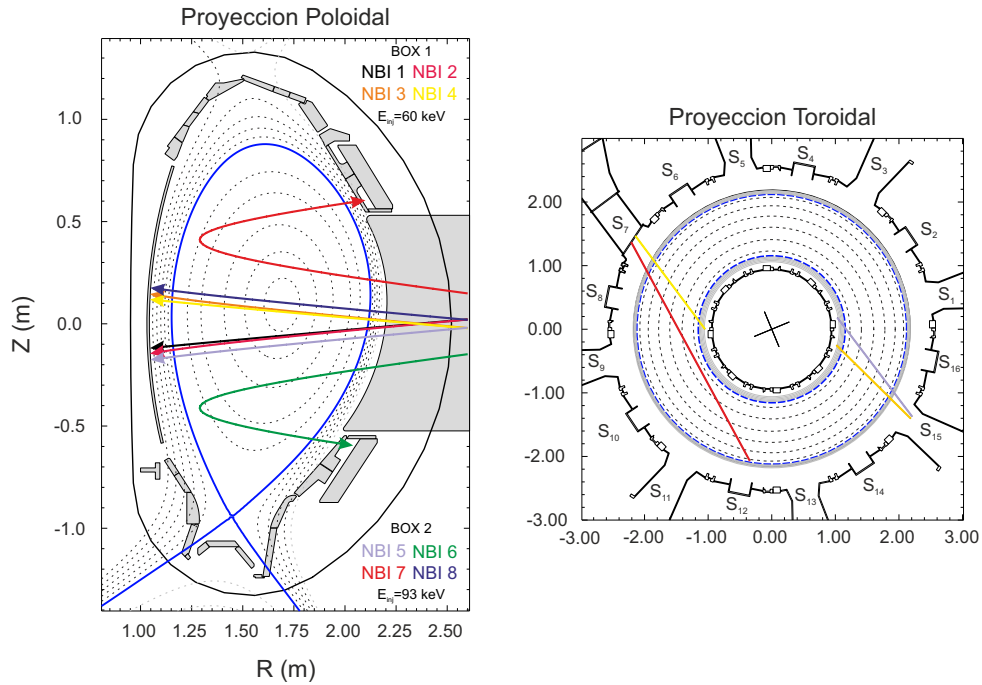


Figura 2.4: Vista poloidal (derecha) y vista superior (izquierda) de las geometrías de inyección de los sistemas NBI de ASDEX Upgrade.

Estas líneas están equipadas por cuatro fuentes de iones capaces de inyectar 2.5 MW cada una con una geometría de inyección distinta, algunas inyectan acercándose a la dirección radial del toro mientras que otras lo harán de forma tangencial (favoreciendo en esta situación la corriente presente en el plasma).

La box 1 (líneas 1, 2, 3, 4) se encuentra situada en el sector 7 mientras que la box 2 (líneas 5, 6, 7, 8) se encuentra situada en el sector 15 del tokamak. Las energías principales de inyección para la primera box (contiene las líneas 1, 2, 3, 4) son de 55 keV para el hidrógeno y 63 keV para el deuterio mientras que para la segunda box (líneas 5, 6, 7, 8) operan a energías de 70 keV para el hidrógeno y a 93 keV para el deuterio. La potencia neta que se puede proporcionar por este método de calentamiento es de hasta 14 MW para el hidrógeno y 20 MW para el deuterio.

2.2.3. Calentamiento mediante radiofrecuencias (RF)

El método de calentamiento mediante radiofrecuencia basa su principio de funcionamiento en la interacción de las partículas cargadas presentes en el plasma (electrones o/e iones) con ondas electromagnéticas, de una determinada frecuencia, que se inyectan desde una fuente externa. Dentro del plasma, los iones y electrones se encuentran girando alrededor de las líneas de campo magnético con una frecuencia de giro característica dada por la frecuencia de ciclotrón (véase capítulo I). Dependiendo del acoplamiento entre la fase de giro del ion/electrón y la fase del campo eléctrico oscilante, la partícula cargada puede verse acelerada, frenada o no verse afectada (Fig.2.5).

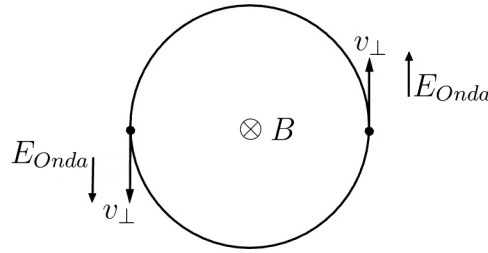


Figura 2.5: Principio de funcionamiento de la técnica de calentamiento mediante radiofrecuencias.

Se dice que una partícula cargada, con una frecuencia de ciclotrón ω_c , se encuentra en resonancia en la interacción con la onda electromagnética, si la frecuencia de esta es un múltiplo entero n de la frecuencia de ciclotrón, es decir, si coincide con ella o con uno de sus armónicos, ya que en esta situación la absorción de la energía portada por la onda es extremadamente eficiente. Matemáticamente esta condición viene descrita mediante la expresión $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} \approx n\omega_c$. En esta expresión ω representa la frecuencia de la onda electromagnética que se inyecta en el plasma, k_{\parallel} representa la componente paralela del vector de onda en la dirección de la línea de campo magnético, v_{\parallel} representa la componente paralela de la velocidad en la misma dirección y ω_c es la frecuencia de ciclotrón de los iones, cuyo valor depende de qué zona del plasma se pretenda calentar⁴.

⁴La frecuencia de ciclotrón depende del campo magnético y en el caso de los tokamaks, donde el campo magnético dominante es el toroidal, la dependencia $\frac{1}{R}$ del mismo hace que para una misma especie iónica exista un rango de

En tal situación, dependiendo de la frecuencia, densidad y combustible usado en el plasma, la onda electromagnética proporciona energía a las partículas que cumplan la condición de resonancia. La teoría de la propagación de ondas electromagnéticas en un plasma establece que la transmisión a través del plasma no se produce para toda las frecuencias, existiendo una frecuencia de corte por debajo de la cual toda onda electromagnética se puede transmitir en el plasma, por lo que no todo el rango de frecuencias es viable para la transmisión de las ondas a través del plasma. Dependiendo de la especie que se pretende acelerar (iones o electrones), la técnica recibe los nombres de:

- Calentamiento por resonancia de ciclotrón de iones (ICRH⁵).

En el tokamak ASDEX Upgrade se pueden encontrar 4 antenas de emisión de radiofrecuencias (alimentadas por 1 generador de 2MW cada una) que se encuentran situada dentro de la primera pared de la vasija del reactor (Fig.2.6).

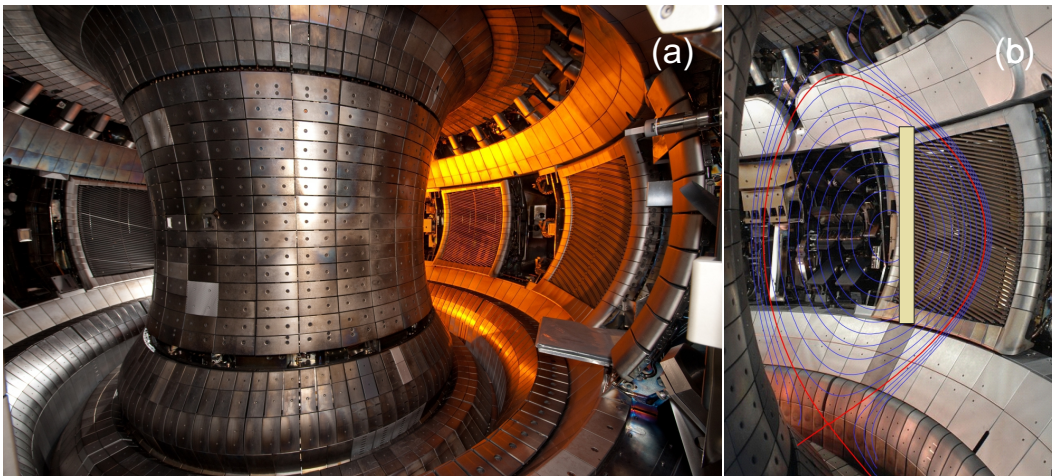


Figura 2.6: (a) Interior de la vasija del tokamak mostrando su característica forma toroidal y 3 de las 4 antenas usadas por el sistema ICRH. (b) Sección del interior de la maquina: Se ha superpuesto un conjunto de superficies de flujo magnético constante y la región de resonancia (columna amarilla) inducida por el sistema ICRH.

Su diseño permite generar ondas electromagnéticas en el rango efectivo de la resonancia de los iones que se pretende acelerar y son capaces de inyectar una potencia total en el plasma de hasta 7.2 MW. La frecuencia de trabajo de estas antenas para acelerar iones se encuentran en el rango comprendido entre 30-90 MHz que permiten el calentamiento de iones situados en distintas zonas del plasma (y que por tanto tienen una frecuencia de ciclotrón característica).

frecuencias aplicables con idea de cumplir la condición de resonancia en distintas zonas radiales dentro del plasma.

⁵Ion cyclotron resonance heating

Para el rango de valores del campo magnético existente en el dispositivo, suelen trabajar en torno a 36 MHz, que es la frecuencia de resonancia de los iones de hidrógeno que constituyen los minoritarios ($\approx 3\text{-}6\%$) del combustible presente en zona central de los plasmas de deuterio para campos magnéticos típicos durante la operación en AUG.

- Calentamiento por resonancia de ciclotrón de electrones (ECRH⁶)

En el tokamak ASDEX Upgrade, las ondas de radiofrecuencias para acelerar electrones son guiadas e inyectadas en el plasma a través de un sistema de línea de transmisión que terminan en las antenas de inyección. Las ondas (de alta frecuencia⁷ y potencia) son generadas por un girotrón. Su diseño permite generar ondas electromagnéticas en el rango efectivo de la resonancia de los electrones que se pretende acelerar y son capaces de inyectar una potencia neta en el plasma de hasta 3.5 MW. A diferencia del ICRH, el calentamiento de electrones se consigue haciendo incidir ondas de radiofrecuencia con frecuencias de 105 GHz o 140 GHz para poder excitar la frecuencia fundamental y el segundo armónico de la frecuencia de ciclotrón de los electrones. Este sistema además permite estudios de mecanismos de transporte y de estabilización de los neoclassical tearing modes (NTMs).

Calentar el plasma significa que la energía cinética de los electrones y los iones aumenta aunque no todos los sistemas calientan todas las especies por igual y solo una cierta población de las partículas del plasma aumentan su velocidad. Este incremento de velocidad en el volumen del plasma es anisótropo para los sistemas NBI, ICRH y ECRH e isótropo para el calentamiento con partículas alfas y por ello los sistemas de calentamiento pueden ser usados simultáneamente.

2.3. Partículas supratérmicas en ASDEX Upgrade

Electrones e iones térmicos, partículas neutras e iones rápidos son los constituyentes esenciales de un plasma en los dispositivos tokamaks. Se conocen como iones rápidos o partículas supratérmicas a todos aquellos iones que tienen una energía superior a las partículas térmicas presentes en el plasma. Mientras que la función de distribución maxwelliana describe la distribución de velocidades de las partículas térmicas, los sistemas de calentamientos como el inyector de haces neutros, el calentamiento mediante radiofrecuencias o los productos de fusión constituyen una fuente de iones cuya distribución dista de ser maxwelliana al no encontrarse en equilibrio térmico.

⁶Electron cyclotron resonance heating

⁷La frecuencia de ciclotrón de los electrones es mucho mayor que la de los iones debido a su diferencia de masa $\omega \approx \omega_e \gg \omega_i$

Aunque la velocidad de los iones rápidos es superior a la de los iones térmicos, no deben considerarse, en la mayoría de los casos, como relativistas y se les puede aplicar un tratamiento clásico.

2.3.1. Mecanismos de pérdidas de iones rápidos

La pérdida de iones rápidos supone un problema para el correcto funcionamiento de un tokamak, ya que se pueden producir pérdidas en el plasma incluso pocos μs después desde la generación de los iones rápidos, es decir mucho antes que termalizen y cedan energía a las partículas del plasma y por tanto baje la eficiencia de la reacción de fusión, y por otro lado, los impactos de los iones rápidos con las paredes del reactor pueden dañarlo irreversiblemente. También hay que considerar además la posibilidad de poblar con impurezas el volumen del plasma, degradando su calidad e imposibilitando incluso la ignición. Es por ello que los mecanismos de pérdidas y las propiedades de su confinamiento constituyen un objeto de estudio importante en el desarrollo de la tecnología de fusión nuclear. A continuación se detallarán los diferentes mecanismos que pueden dar lugar a estas pérdidas.

Pérdidas clásicas

Este mecanismo de pérdida se corresponde con aquellas partículas energéticas que se originan en órbitas no confinadas y que por tanto transporta las partículas fuera del plasma. Este tipo de pérdidas es muy dependiente de la topología del campo electromagnético. Así, por ejemplo, podemos hablar de las pérdidas prompt losses como las pérdidas que se producen cuando los neutros inyectados por el sistema NBI se ionizan (cerca o en la región conocida como scrape of layer (SOL)) de manera que sus subsecuentes órbitas conectan con algún elemento de la primera pared (nacen en línea de campo magnética abierta o equivalentemente no confinada). Este tipo de pérdidas ha sido observada en todos los dispositivos de fusión con calentamiento de haces neutros, siendo los parámetros (pitch-energía) del ion rápido originado dependientes de las características del plasma y la geometría de inyección, además la cantidad de pérdidas asociadas a este mecanismo también depende de la geometría 3D de la vasija y se ha observado que se producen mayor número pérdidas en dispositivos con una corriente del plasma más baja. Un análisis cuantitativo de las pérdidas producidas por este mecanismo se discutirá con más detalle en el capítulo V de esta tesis. Mecanismos de transporte y difusión también pueden provocar que una partícula pase de una órbita confinada a una órbita no confinada en pocos tránsitos.

Así, otros ejemplos de pérdidas clásicas son las pérdidas ripple trapping difuse y stochastic toroidal ripple diffusion, que resultan de la pérdida de asimetría del campo magnético debida al número finito de bobinas de campo magnético toroidal presente en el dispositivo de fusión (en particular las asimetrías temporales o espaciales en los campos eléctrico y magnético). Una variación en el campo eléctrico provoca una velocidad de corriente radial $\vec{E} \times \vec{B}$ dando lugar a un transporte radial convectivo. Una variación en el campo magnético mejora el transporte radial de las partículas que se propagan a través de las líneas de campo perturbadas.

Colisiones coulombianas: Dispersión del pitch angle

La distribución de iones rápidos que se han creado a partir de los sistemas auxiliares de calentamiento, que cuentan con una cierta energía y un cierto pitch angle, se están propagando a través del plasma y se están desacelerando (termalizando) y redistribuyendo a partir de colisiones con los electrones y los iones térmicos. Las partículas, debido a sus altas velocidades, tienen pequeñas frecuencias de colisión y en consecuencia dan varias vueltas toroidales y poloidales antes de desplazarse o de que se ralenticen significativamente. Los iones rápidos de altas energías interactúan principalmente con los electrones térmicos porque la cantidad de movimiento, $d\vec{p}$, que se transfiere en una colisión coulombiana, depende del tiempo en que las dos partículas pueden interactuar la una con la otra,

$$d\vec{p} = \vec{F} \cdot dt \quad (2.1)$$

donde F es la fuerza de interacción coulombiana entre las dos partículas involucradas. El tiempo dt es pequeño para las colisiones entre los iones térmicos del plasma y los iones rápidos ya que depende de la velocidad relativa de las colisiones. Los electrones sin embargo, tienen una velocidad mucho más grande que los iones rápidos dada su masa. Pero aun así, hay electrones lentos para los cuales su velocidad es comparable a la de los iones rápidos, por lo que estos últimos se pueden encontrar con una resistencia al avanzar por el plasma. A medida que los iones se van desacelerando, la velocidad relativa de las colisiones entre los iones rápidos y los térmicos es más pequeña, mientras que con los electrones es más grande. Consecuentemente, los iones rápidos interactúan cada vez más con los iones del plasma (mucho más masivos que los electrones), dando lugar a un cambio o dispersión del pitch angle. Esta variación del pitch angle de la partícula mediante colisiones tiene un efecto directo sobre el momento magnético μ del ion, convirtiendo partículas que se encontraban en órbitas confinadas en el tokamak en partículas cuyas órbitas intersectan la primera pared del tokamak y consecuentemente producen pérdidas de iones.

Efectos magnetohidrodinámicos (MHD)

Las pérdidas de iones rápidos también pueden producirse debido a la interacción de las partículas energéticas con los diferentes tipos de inestabilidades MHD presentes en el plasma, como Alfvén eigenmodes (AEs), edge localized modes (Elms), sawtooth crash, Toroidal Alfvén eigenmodes (TAEs), neoclassical tearing modes (NTMs), fishbones, long-lived mode (LLM), etc. Este tipo de pérdidas han sido estudiadas teóricamente y observadas en experimentos con los sistemas auxiliares de calentamiento y con las partículas alfas de 3.5 MeV, que pueden poblar el núcleo del plasma con una elevada población de iones rápidos. En general, los modos MHD son inducidos por el comportamiento colectivo del plasma como gradientes de presión ∇p , gradientes de corriente ∇j o por la interacción de las ondas de radiofrecuencia con las partículas bajo condiciones de resonancia, que provocan una redistribución de los iones rápidos e incluso pérdidas anómalas. Estos efectos, que se localizan radialmente y que normalmente afectan a ciertas regiones del espacio de velocidades de los iones rápidos, se pueden subclasificar en resistivos y no resistivos. Los modos resistivos están relacionados con la naturaleza estocástica de las órbitas, como por ejemplo con la aparición de islas magnéticas, donde producen un cambio en la topología del equilibrio magnético a través de reconexiones de las líneas de campo magnético dando lugar a un solapamiento de las superficies de flujo magnético y, en tal caso, producen una difusión rápida de las partículas. Los modos no resistivos modifican las líneas de campo pero no alteran la estructura anidada de las superficies de flujo. Mientras que la escala de tiempos de los modos resistivos es relativamente larga (del orden de los ms), los modos no resistivos evolucionan mucho más rápido. Un ejemplo típico de los modos resistivos son las ondas Alfvén. Las ondas Alfvén son fluctuaciones de las líneas de campo magnético, el ion al interactuar con la perturbación de la órbita puede ganar o perder energía, por lo tanto pueden cambiar su función de distribución y eventualmente escapar del plasma a pasar a una órbita no confinada. Ello es debido a que la interacción de las ondas Alfvén con las partículas energéticas pueden dar lugar a una disminución de la componente paralela de su velocidad (en el caso de que la partícula este cediendo energía a la onda) haciendo que partículas que se encontraba en órbitas pasantes pasen a convertirse en órbitas del tipo banana pero que no se encuentran confinadas. Estos modos no resistivos aparecen en cualquier plasma magnéticamente confinado.

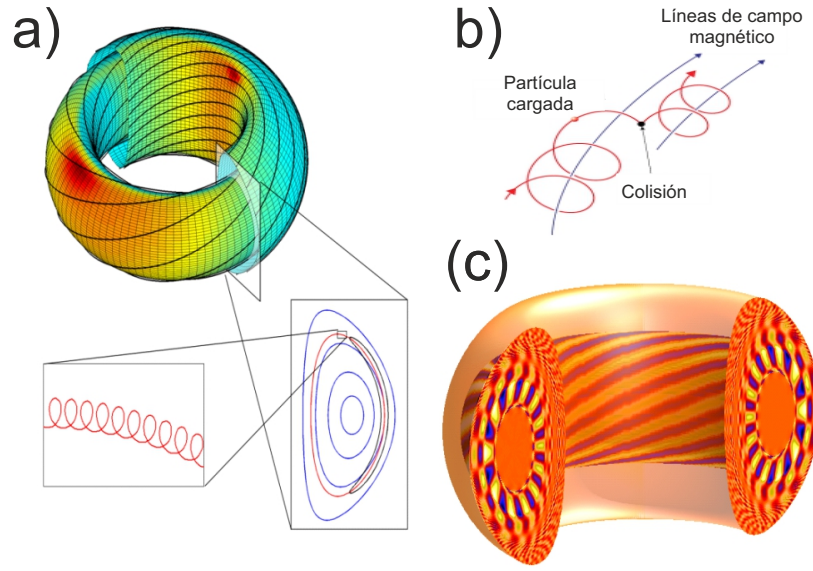


Figura 2.7: Representación de los principales mecanismos de pérdidas de los iones rápidos: (a) Propiedades de confinamiento insuficientes debidas al campo magnético, (b) Dispersión del pitch angle mediante colisiones coulombianas e (c) Interacción de los iones con actividad magnetohidrodinámica en el plasma.

2.3.2. Órbitas de los iones rápidos

Para lograr satisfacer el criterio de Lawson, uno de los parámetros fundamentales cuyo valor debe ser incrementado es el tiempo de confinamiento, de esta forma durante más tiempo se mantendrá la temperatura en el plasma y por tanto la probabilidad de obtener una tasa de reacciones de fusión aceptable. Debido a ello, la comprensión del transporte de partículas y energía en el plasma es una de las claves para mejorar la eficiencia del proceso de reacción, en particular, entender la dinámica orbital de los iones en campos electromagnéticos. En el capítulo I se vio que el comportamiento de las partículas cargadas (de masa m y carga q) en el seno de un campo electromagnético queda gobernado por la ley de Lorentz: $m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B})$. En presencia de un campo eléctrico uniforme \vec{E} , sin campo magnético aplicado, el ion sufre una aceleración en la dirección del campo eléctrico (los electrones en dirección contraria debido a su carga) mientras que en ausencia de campo eléctrico y ante la presencia de un campo magnético constante, las partículas cargadas siguen trayectorias helicoidales alrededor de la línea de campo (Fig.2.8).

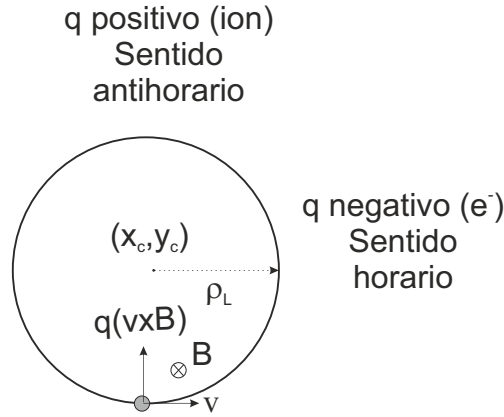


Figura 2.8: Órbita circular de una partícula cargada en un campo magnético constante. La fuerza de Lorentz actúa en la dirección perpendicular a la trayectoria por lo que la energía cinética de la partícula permanece constante.

Durante el movimiento helicoidal, el movimiento puede descomponerse por un giro circular alrededor de las líneas de campo magnético con un radio de giro (radio de Larmor) ρ_L y frecuencia de giro (frecuencia de ciclotrón) ω_c características

$$\rho_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \quad \text{y} \quad \omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (2.2)$$

y por una translación en la dirección del campo magnético a una velocidad constante⁸ v_{\parallel} . A diferencia de las partículas térmicas presentes en el plasma, las partículas supratérmicas tienen radios de giros del orden del cm para las energías y campos magnéticos presentes en los actuales tokamaks, tal como puede comprobarse en la (Fig.2.9).

⁸Componente del vector velocidad paralela a la línea de campo magnético

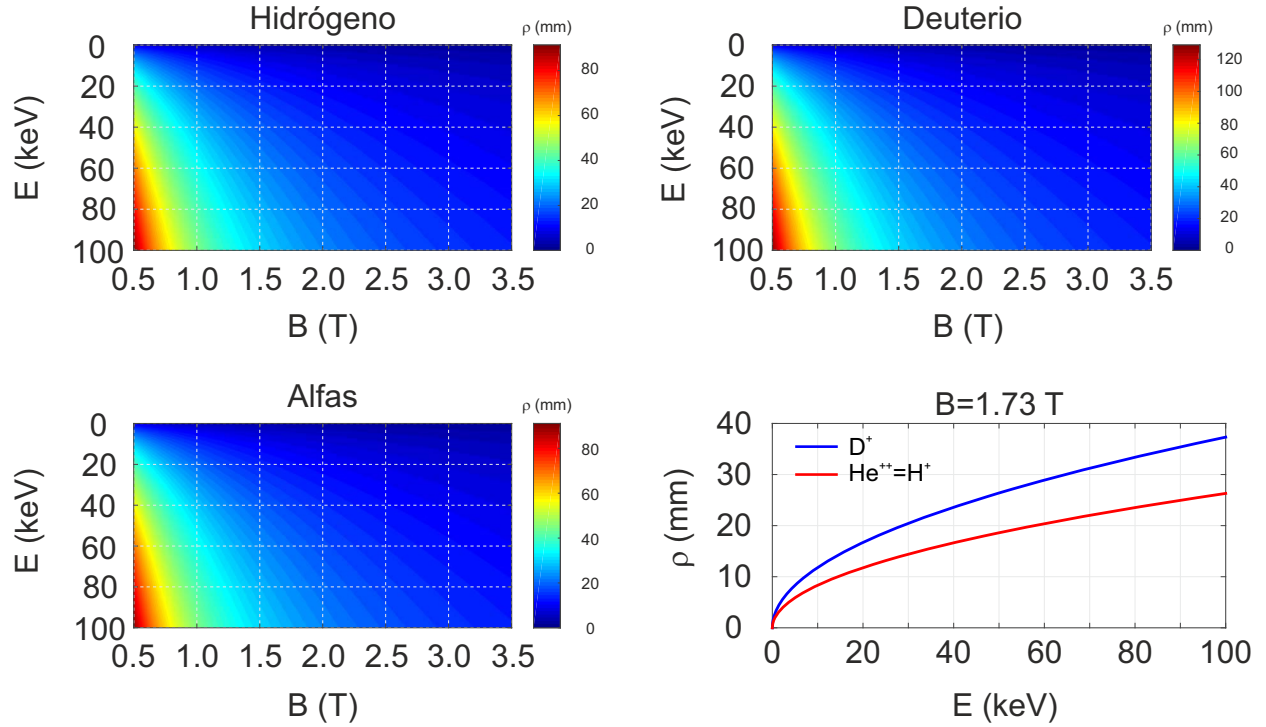


Figura 2.9: Mapas con los valores del giroradio en función del campo magnético y la energía de los iones rápidos presentes en un tokamak para: (a) Hidrógeno, (b) Deuterio, (c) Alfas. En (d) se presenta el valor del giroradio en función de la energía para iones de hidrógeno, deuterio y alfas en un campo magnético constante de 1.73 T.

Notese que dada su relacion carga masa, iones de hidrogeno y particulas alfas a la misma energia presentan idntico valor del giroradio para un campo magnetico dado. En la siguiente tabla (2.3) se presentan los valores de la frecuencia de ciclotrón típica para distintos campos magnéticos (nótese que es independiente de la energía) que podemos encontrar en AUG para los iones y electrones presenten en el plasma

Frecuencia	Campo Magnético	Campo Magnético	Campo Magnético
	1 Tesla	2 Teslas	3 Teslas
$\omega_H(s^{-1})$	9.58×10^7	1.92×10^8	2.87×10^8
$\omega_D(s^{-1})$	4.79×10^7	9.58×10^7	1.44×10^8
$\omega_e(s^{-1})$	1.76×10^{11}	3.52×10^{11}	5.28×10^{11}

Cuadro 2.3: Frecuencias de ciclotrón para protones, deuteronos y electrones en campos magnéticos típicos en un tokamak.

También se describió en el capítulo primero que dos de los parámetros característicos de las partículas sometidas a un campo magnético, son el pitch angle Λ y el momento magnético μ asociado a la partícula orbitando alrededor de la línea de campo magnético.

$$\text{Pitch Angle } \Lambda = \frac{v_{\parallel}}{v_{tot}} \quad \text{Momento Magnético } \mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (2.3)$$

En una situación ideal, las partículas sometidas a un campo magnético quedarían perfectamente confinadas a lo largo de las líneas de campo y no se producirían pérdidas por lo que, teóricamente, el tiempo de confinamiento $\tau \rightarrow \infty$. Sin embargo, en los dispositivos de fusión, aunque están diseñados para que los iones térmicos sean incapaces de escapar del plasma, existen mecanismos de derivas, colisiones y turbulencias que afectan de manera significativa al confinamiento de los iones más energéticos, introduciendo una componente de transporte perpendicular a las líneas de campo. El transporte puede, por lo tanto, entenderse como una combinación del movimiento ideal, paralelo a las líneas de campo, y el radial, es decir, perpendicular a las líneas de campo, debido a las colisiones y derivas. Es por ello que cuando la geometría del campo magnético es más compleja (gradientes de campo, curvatura de campo, etc) como es el caso de los tokamaks, las partículas ya no giran en torno a las líneas de campo magnético sino alrededor de su centro de giro que puede sufrir pequeñas derivas respecto a la línea de campo. Se considera que una partícula se encuentra confinada si tanto el giroradio como la deriva del centro de giro son pequeñas en comparación con las dimensiones físicas del plasma. En la dinámica orbital de iones rápidos, se conoce como órbita completa o full orbit a la trayectoria completa (\bar{X}) que sigue la partícula en su movimiento y como guiding center o centro guía a la trayectoria del centro de giro (\bar{x}) que como se ha mencionado puede sufrir desviaciones (Fig.2.10).

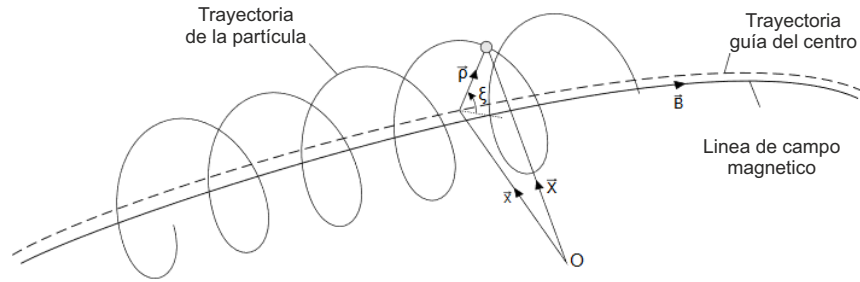


Figura 2.10: Ilustración de la trayectoria helicoidal de una partícula cargada alrededor de su centro de guía.

A continuación haremos un breve esbozo de algunas de las derivas de la trayectoria de las partículas presentes en un tokamak. En presencia de fuerzas adicionales \vec{F} , la ecuación de la fuerza de Lorentz se presenta como:

$$\vec{F}_L = q(\vec{B} \times \vec{v}) + \vec{F} \quad (2.4)$$

En el caso de que exista un campo eléctrico aplicado \vec{E} , de manera que $\vec{F} = q\vec{E}$, el movimiento del centro de giro del ion es alterado por una velocidad de deriva constante sin embargo el radio de giro no se ve afectado. La expresión analítica de esta deriva de campo viene descrita por la ecuación:

$$v_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.5)$$

como se puede observar de la expresión anterior, la velocidad de deriva es siempre perpendicular a los campos eléctricos y magnéticos aplicados y no presenta dependencia con la carga de la partícula, por lo que ante un campo eléctrico aplicado, la deriva es idéntica (en módulo y dirección) tanto para los electrones como los iones, lo cual conlleva un movimiento macroscópico del plasma. También aparece una fuerza de deriva como consecuencia del gradiente de campo magnético. En el caso de que la variación de campo magnético local sea pequeño respecto al radio de giro de la partícula, es decir, si se verifica:

$$\frac{\vec{B}}{|\nabla B|} \ll \rho_L \quad (2.6)$$

entonces aparece una fuerza actuando sobre la partícula definida por:

$$\vec{F}_{\nabla B} = -\mu \nabla B \quad (2.7)$$

Cuando ∇B es transversal a las líneas de campo,

$$\vec{v}_{\nabla B} = -\frac{mv_{\perp}^2}{2qB^3}(\nabla_{\perp} B) \times \vec{B} \quad (2.8)$$

Las partículas cuando siguen líneas curvadas sienten una fuerza centrífuga cuyo efecto queda gobernado por el siguiente arrastre,

$$\vec{v}_{\nabla B} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{R_{curv} \times \vec{B}}{R_{curv}^2} \quad (2.9)$$

Donde R_{curv} es el radio de curvatura de las líneas del campo magnético.

En resumen, la velocidad de la partícula queda descrita por:

$$\vec{v} = \underbrace{v_{\parallel} \vec{e}_{\parallel}}_{\text{Mov. Paralelo}} + \underbrace{\vec{v}_g}_{\text{Giro}} + \underbrace{\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}}_{\text{Deriva E} \times \text{B}} + \underbrace{\frac{m}{qB^2} \frac{d\vec{E}_{\perp}}{dt}}_{\text{Deriva Polarizacion}} + \underbrace{\frac{mv_{\parallel}^2 + \frac{mv_{\perp}^2}{2}}{qB} \frac{\vec{B} \times \nabla B}{B^2}}_{\text{Derivas Grad-B y Curvatura}} \quad (2.10)$$

Un estudio completo puede encontrarse en [1]. El movimiento de las partículas en la configuración de un tokamak es un movimiento cuasi-periódico, es decir los parámetros del sistema considerado cambia en una escala temporal que varía más lentamente que su frecuencia (periodo) característica del movimiento. En tal situación, la integral de acción sobre dicho periodo es una constante del movimiento, o invariante adiabático (si ignoramos las colisiones con otras partículas presentes en el plasma).

$$J_i = \frac{1}{2\pi} \oint p_i dq_i = cte \quad (2.11)$$

donde q_i es la coordenada generalizada y p_i el momento conjugado, es decir ambas son las variables canónicas asociadas al sistema y la integral se considera sobre un ciclo completo en la coordenada generalizada q . En presencia de un campo magnético sabemos el hamiltoniano de una partícula de carga q y masa m adopta la forma:

$$H(p, q) = \frac{(p - qA)^2}{2m} \quad (2.12)$$

donde $p = mv + qA$ es el momento canónico, y A el potencial magnético⁹, por lo que la integral de acción adopta la forma:

$$J_i = \frac{1}{2\pi} \oint (mv_{\perp}) dr_{\perp} + \frac{1}{2\pi} \oint (qA) dr_{\perp} = m\rho_L v_{\perp} - \frac{1}{2\pi} qB\pi\rho_L^2 = \frac{m^2 v_{\perp}^2}{2qB} \propto \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \mu \quad (2.13)$$

La conservación (o invariancia) tanto de la energía como del momento magnético μ nos lleva a que una partícula en el seno de un campo magnético verifica:

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 \left[1 + \frac{1}{\tan^2(\Lambda)} \right] = \mu B \left[1 + \frac{1}{\tan^2(\Lambda)} \right] = cte \quad (2.14)$$

⁹ $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$

De la expresión anterior podemos extraer que un aumento en la intensidad del campo B implica un aumento en el pitch angle Λ de la partícula (consecuencia directa del cambio de v_{\perp} en un campo magnético de intensidad variable). Si la partícula a lo largo de su trayectoria es capaz de alcanzar una posición en la que exista un campo magnético B_{max} tal que el valor, $\Lambda \rightarrow \frac{\pi}{2}$, en tal caso se verifica:

$$\epsilon_k(B = B_{max}, \Lambda \rightarrow \frac{\pi}{2}) = \mu B_{max} \quad (2.15)$$

En dicho punto, la componente de la velocidad paralela al campo se anula ($v_{\parallel} = 0$), y la partícula invertirá su trayectoria, es decir se verá reflejada (Fig.2.11). Este es el principio de funcionamiento del espejo magnético y del tipo de órbita llamada atrapada (trapped) u órbita banana. Por tanto, la energía cinética de la partícula y su momento magnético verifican:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \mu B \leq \mu B_{max} \quad (2.16)$$

En el caso de los tokamaks, el campo magnético dominante presenta una dependencia radial de la forma $\frac{1}{R}$. En el caso de que a lo largo de su trayectoria la partícula no se encuentre con una intensidad de campo magnético que haga que su componente paralela de la velocidad se anule, la partícula seguirá su trayectoria al rededor del toro. A este tipo de trayectorias se le conocen como órbitas pasantes o passing orbits y la reflexión no ocurre si inicialmente $\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 \geq \mu B_{max}$ (Fig.2.12)

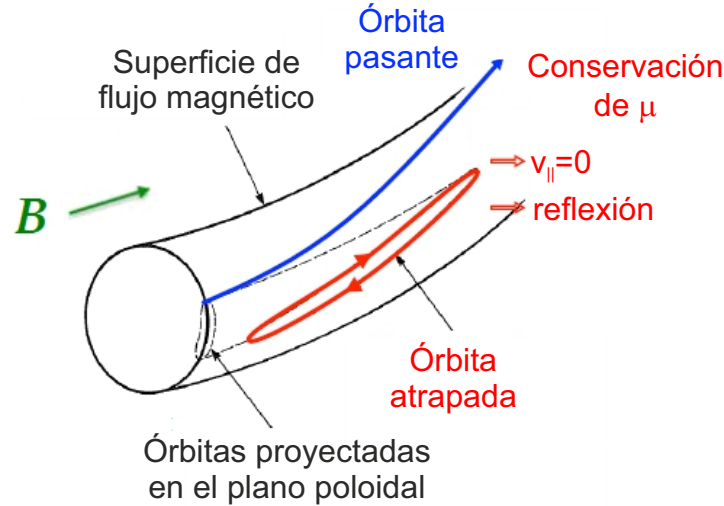


Figura 2.11: Tipo de órbitas de las partículas cargadas en un tokamak: órbitas pasante (azul) y órbitas atrapadas (rojo).

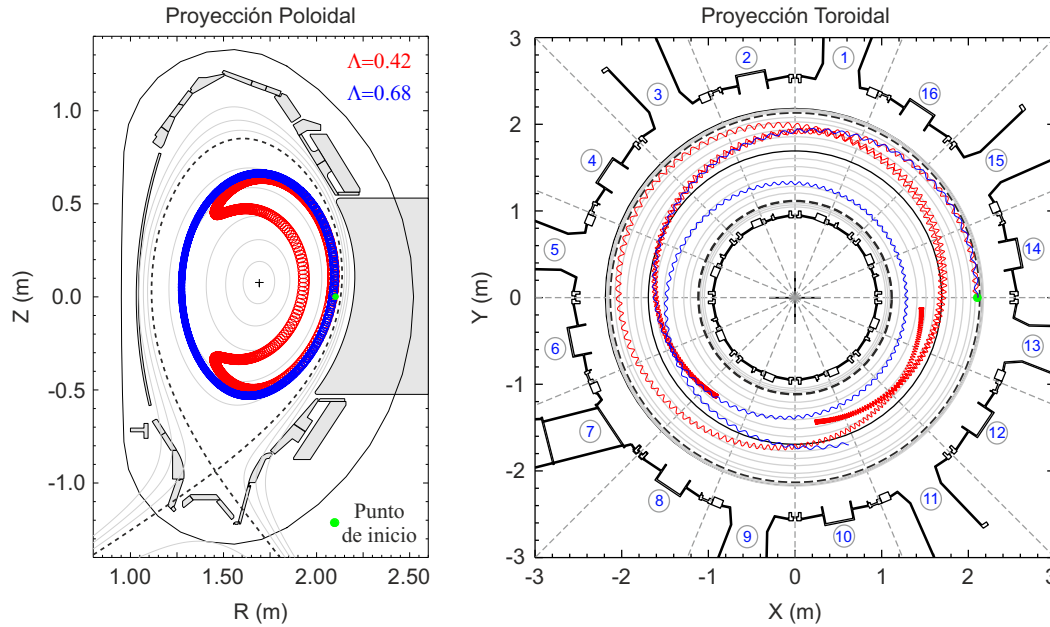


Figura 2.12: (a) Proyección poloidal y (b) vista superior de la trayectoria de dos partículas energéticas en el tokamak AUG. Aunque ambas partículas tienen la misma energía (100 keV) y se originan en el mismo punto espacial ($[R,Z]=[2,0]$), el pitch angle de cada una determina si realiza una trayectoria pasante (azul) ó una trayectoria atrapada (roja).

2.4. El detector de pérdidas de iones rápidos

Los distintos mecanismos de transporte de iones rápidos, que conllevan a la pérdida de los mismos, tiene un impacto negativo sobre la eficiencia de calentamiento del plasma y si las pérdidas son localizadas e intensas puede peligrar la integridad del dispositivo. Entender estos mecanismos de pérdidas y desarrollar procedimientos para su control constituye una de las principales vías de investigación en el campo de la fusión. Un detector de iones rápidos ideal debería poder proporcionar información sobre los siguientes aspectos:

- Tipo de partículas supratérmicas que se están escapando del plasma.
- Localización espacial de las pérdidas sobre la primera pared del reactor.
- Información sobre la distribución angular de los iones rápidos que proporciona información sobre la naturaleza de las órbitas seguidas por los iones.
- Buena resolución en energías para detectar el rango energético de las partículas supratérmicas (cuyas energías pueden variar desde decenas de keV hasta valores de 10 MeV).

- Resolución temporal para poder seguir la evolución y frecuencia de las pérdidas debidas a la presencia de inestabilidades MHD.
- El flujo absoluto de partículas que impactan sobre la vasija.
- El detector debe ser flexible y resistente para ser capaz de soportar las severas condiciones del entorno hostil de los reactores de fusión en los que debe operar. Elevados flujos de neutrones y radiación gamma así como temperaturas cercanas a los 300 °C o superiores

Los detectores de pérdidas de iones rápidos o FILD (del inglés **F**ast **I**on **L**oss **D**etector) basan su funcionamiento en el mismo principio que un espectrómetro magnético, dispersando las partículas supratérmicas que inciden sobre el detector. La cabeza del detector (con un diámetro de $\approx 7,2$ cm y hecha de grafito recubierta con tungsteno para aguantar las cargas de calor del plasma y del haz de iones supratérmicos a los que se ve sometida durante su operación) contiene un colimador de iones tridimensional que limita el espacio de fase¹⁰ de los iones capaces de ser medidos por el detector. En el interior del detector se encuentra una placa de acero inoxidable recubierta de un material centelleador, generalmente algún tipo de fósforo. En relación a los iones, únicamente aquellos que inciden sobre el pinhole de entrada del detector y son capaces de superar el colimador, impactan sobre el material centelleador, dependiendo el punto de impacto del giroradio y pitch angle del ion considerado. El principio básico de funcionamiento de este tipo de diagnóstico se ilustra en la figura 2.13:

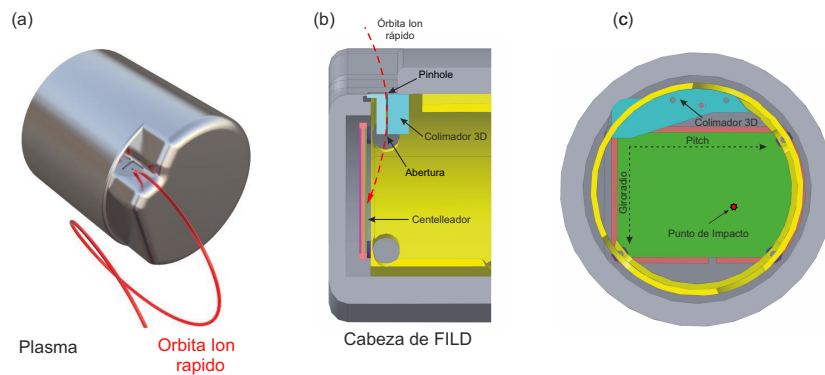


Figura 2.13: (a) Representación tridimensional de la cabeza del detector de pérdidas de iones rápidos junto a la trayectoria de una partícula supratérmica (línea roja) que incide sobre el pinhole de entrada del detector. (b) Visión lateral de la cabeza mostrando la estructura del colimador y el material centelleador. (c) Vista frontal de la cabeza de FILD mostrando el colimador (pinhole + slit).

¹⁰También se imposibilita la posibilidad de que electrones o iones termalizados entren en el detector.

Existe una amplia variedad de materiales centelleadores usados en los distintos sistemas FILD asociados a distintos reactores. La correcta elección y caracterización del material centelleador óptimo para ser usado en los actuales, y futuros, diagnósticos FILD es uno de los objetivos de esta tesis. Como consecuencia de la interacción de los iones rápidos que impactan con el material centelleador, este emite radiación electromagnética (fenómeno conocido como ionoluminiscencia, que se discutirá con más detalle en el siguiente capítulo). La medida del patrón de luz generado sobre el centelleador nos ofrece información del espacio de velocidades (giro radios/energías y pitch angle) de los iones que se escapan del plasma. La luz emitida por el material centelleador es guiada a través de un sistema óptico constituido por un sistema de lentes situadas dentro de un tubo que se encuentra al vacío 2.15. Las lentes se encuentran dispuestas a lo largo de un eje óptico. Un divisor de haz situado al final del eje (fuera ya del tubo al vacío) y que se encuentra inclinado 45° con respecto a la dirección de incidencia del haz de luz, se encarga de dividir el haz en dos: un haz que sigue paralelo a la trayectoria que tenía y otro haz que sale perpendicular. Las características del divisor de haz usado con esta inclinación producen un 50 % de transmisión de la intensidad para cada una de las ramas en las que se desvía el haz de luz. El haz perpendicular es focalizado por un lente sobre el chip de una cámara digital (actualmente se cuenta con dos cámaras: PCO Pixelfly y Phantom Camera V.7), que procesa la información de la tasa de fotones que están incidiendo sobre la cámara. Debido a la magnitud de los campos magnéticos presentes en el plasma, ambas cámaras han de protegerse con un blindaje. La otra parte del haz es conducida hacia un bundle de fibras ópticas que transmiten la señal luminosa hacia un array 20 de detectores fotomultiplicadores cada uno abarcando una región amplia del centelleador.

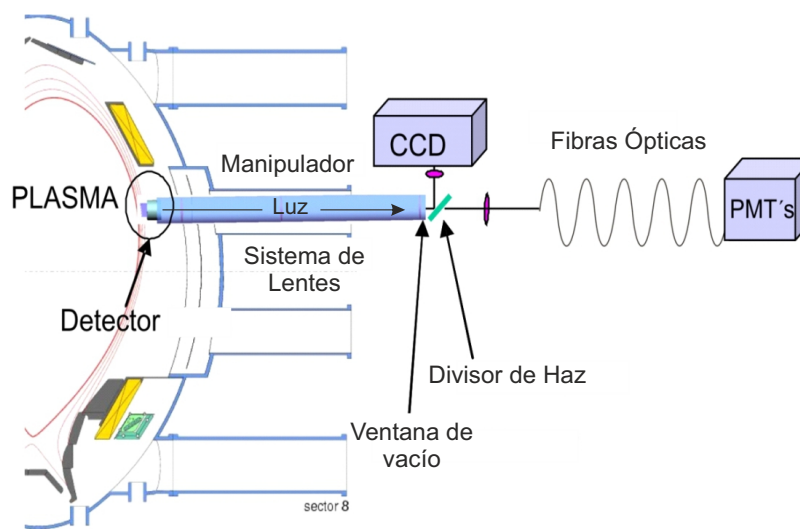


Figura 2.14: Sección poloidal de la vasiija de AUG junto al sistema FILD.

La conjunción de ambos sistemas de adquisición es capaz de proporcionar resolución espacial (cámara) y temporal (PMT) de la medida de los iones rápidos. La Fig.2.15 muestra un ejemplo de un frame adquirido con la cámara y un espectrograma obtenido a partir de la información registrada por los PMTs.

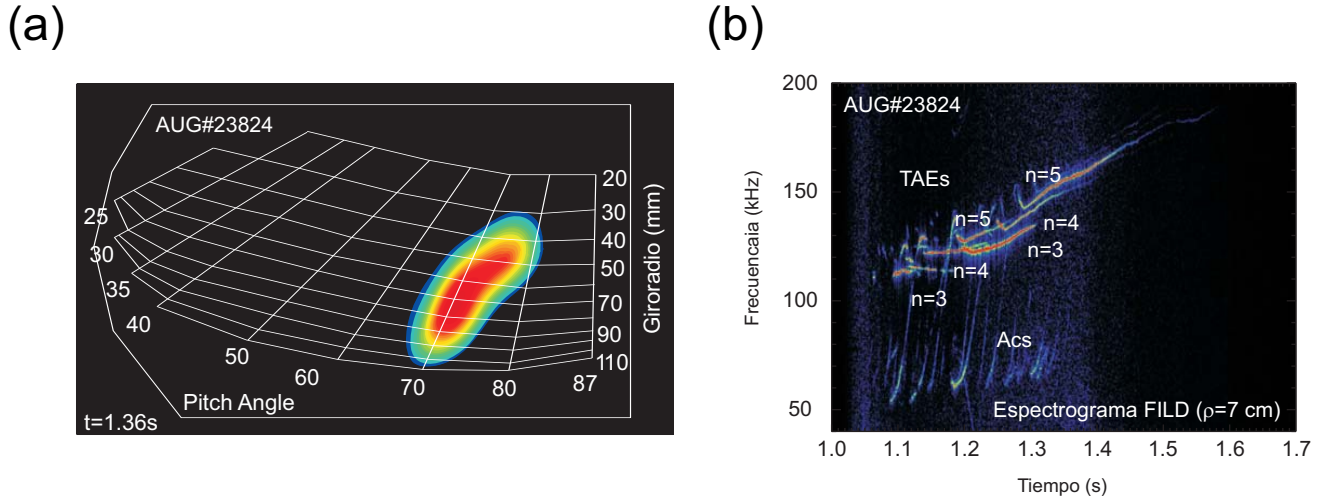


Figura 2.15: (a) Frame obtenido con la cámara que muestra el patrón de luz generado por los iones incidentes sobre el centelleador para una descarga en AUG con actividad MHD. (b) Espectrograma obtenido con los PMTs de FILD mostrando las frecuencias características de los modos de la fluctuación MHD conocida como TAEs.

El interior de la cabeza del detector también cuenta con un sistema de monitorización, de temperaturas basadas en la instalación de un termopar. La placa sobre la que se deposita el material centelleado también actúa como Faraday cup permitiendo una medida directa de la corriente de iones que inciden sobre ella (Fig.2.16). El uso de un material de centelleo con un tiempo de decaimiento muy corto hace que sea adecuado para seguir la frecuencia típica de las fluctuaciones magnetohidrodinámica (ELM, TAE, etc.). AUG cuenta con 3 detectores FILD (denominados FILD1, FILD2 y FILD3) situados en distintas posiciones del reactor y actualmente se encuentran en diseño y construcción dos detectores FILD más (FILD4 y FILD5), con idea de completar un array poloidal de detectores que permitirán ampliar el conocimiento sobre la física subyacente de los iones rápidos. El estudio de la posición óptima de los diagnósticos FILDs en AUG se realizó mediante la simulación de órbitas de iones en campos magnéticos, con y sin perturbaciones magnéticas, mediante el uso de códigos que modelan la dinámica orbital de iones rápidos.

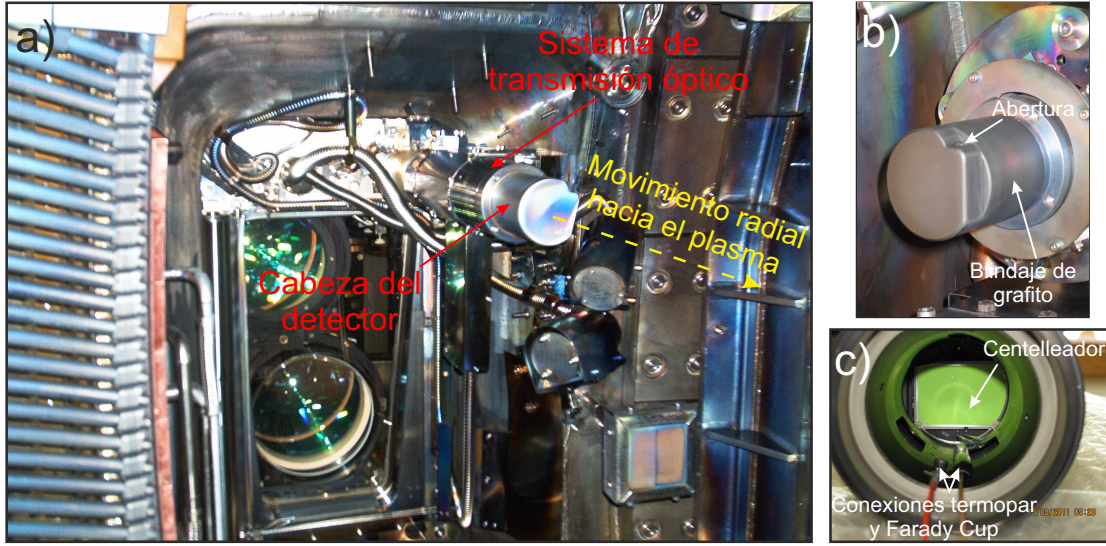


Figura 2.16: (a) Imagen del detector de pérdidas de iones rápidos de AUG insertado en la vasija del reactor entre la primera pared y la última superficie de flujo de campo magnético cerrada del plasma. (c) Imagen de la placa centelleadora junto a las conexiones del termopares y la faraday cup para la medida auxiliar de la corriente de iones.

En la siguiente tabla¹¹ (Tabla 2.4) se muestra las coordenadas geométricas de los actuales detectores FILD de ASDEX Upgrade:

FILD	R(m)	Z(m)	$\phi(^{\circ})$	Sector
1	2.18	0.33	168.75	8
2	2.18	0.33	56.25	3
3	1.97	0.76	281.25	13

Cuadro 2.4: Coordenadas geométricas para la localización de los distintos detectores FILD instalados en AUG.

El tamaño de la placa sobre la que se deposita material centelleador es de $\approx 4 \times 5 \text{ cm}^2$. El material seleccionado para ser usado como transconductor es un fosforo $\text{SrGa}_2\text{S}_4 : \text{Eu}^{2+}$ conocido como TG-Green, al ser un material que presenta un alto rendimiento a la radiación cargada y baja respuesta a otro tipo de radiación como neutrones y radiación gamma. Además su tiempo de respuesta, de centenas de ns, lo hacen adecuado para el análisis de pérdidas de iones rápidos por fenómenos MHD de alta frecuencia.

¹¹Realmente la posición radial es controlable y puede cambiar de una descarga a otra dependiendo de la potencia inyectada al plasma y la forma del equilibrio magnético, que determina la forma del plasma. La correcta elección es un compromiso entre detectar una alta tasa de iones rápidos y evitar una carga de calor excesiva sobre la cabeza del detector.

Una discusión más detallada sobre su elección se encuentra en [1]. El actual diseño del colimador de los sistemas AUG-FILD cuenta con un pinole de entrada de 1x1 mm y permite el estudio de iones rápidos con radios de 20 mm a 120 mm y pitch angle entre 30° (iones en órbitas bananas) y 86° (iones en órbita pasantes). La cabeza del detector puede ser insertada radialmente entre la primera pared de la vasija y la última superficie de flujo magnético constante, lo cual permite medir una amplia porción del espacio de velocidades de los iones rápidos.

Capítulo 3

Caracterización de materiales centelleadores mediante técnicas de haces de iones

En el capítulo anterior se ha discutido que la elección de un material centelleador para ser usado en el diagnostico FILD es de vital importancia para el estudio de los iones rápidos y la física subyacente a su dinámica en los dispositivos de fusión nuclear. Sin embargo, medidas absolutas de los iones supratérmicos que se escapan del plasma no se encuentran disponibles debido a la compleja dependencia de la respuesta del detector (rendimiento del centelleador) en un entorno que presenta una temperatura variable. Ello es debido a que durante la operación normal del detector en un tokamak, FILD funciona en un ambiente hostil en lo que se refiere a la temperatura y a los niveles de radiación (neutrones, gammas y partículas cargadas). En ITER se estima que los centelleadores se encontrarán trabajando en un entorno por encima de los 300°C y verán sometidos a un flujo de partículas alfas en el rango de $10^{16} \alpha/m^2s$ hasta $10^{23} \alpha/m^2s$, un flujo de neutrones de hasta $10^{18} n/m^2s$ con una fluencia de $10^{25} n/m^2$ y valores similares para el flujo de irradiación gamma. Esto pone de manifiesto la necesidad de conocer el comportamiento y los valores del rendimiento absoluto de los materiales en un amplio rango de temperaturas y bajo condiciones similares a las existentes en los actuales dispositivos de fusión, lo cual será relevante para los dispositivos de la próxima generación. En la literatura existente se encuentran estudios de los materiales centelleadores a la irradiación con iones ligeros de algunos de los materiales centelleadores usados en los detectores FILD a temperatura ambiente, sin embargo la caracterización absoluta de la respuesta de los centelleadores a las irradiaciones con partículas cargadas en función de la temperatura de operación no se encuentran disponible en la literatura.

Uno de los objetivos fundamentales de esta tesis y cuyos resultados se encuentran en el presente capítulo ha sido el estudio y la caracterización de distintos materiales centelleadores para obtener los valores de sus eficiencias absolutas a diferentes temperaturas en función de la especie iónica: protones, deuterones y partículas alfas con energías de hasta 3.5 MeV. También se presentan resultados del análisis de la degradación del rendimiento de centelleo por daño iónico y la respuesta temporal característica de los materiales luminiscentes analizados. A continuación se presentan los principios físicos de las técnicas analíticas que se han usado durante desarrollo de la tesis para la completa caracterización de los materiales centelleadores así como el acelerador de partículas asociado a estas técnicas. Previamente se presentará la instalación donde se ha desarrollado todas las medidas presentadas en este capítulo: El Centro Nacional de Aceleradores de la universidad de Sevilla (CNA).

3.1. El Centro Nacional de Aceleradores

Situado en el parque Científico y tecnológico Cartuja 93 de la isla de la Cartuja, el CNA fue la primera instalación en España con contar con un acelerador de iones (en operación desde 1998). Con ello se abría a la comunidad científica española una instalación pionera de aceleradores de partículas para investigación con técnicas de haces de iones. Gracias al continuo esfuerzo humano y tecnológico, con el paso de los años, el CNA fue creciendo y desde sus inicios hasta ahora se han instalado 3 nuevos aceleradores de iones junto con las técnicas asociadas a los mismos, así como otras 2 nuevas instalaciones (un PET/TAC y un irradiador de ^{60}Co). Actualmente, el CNA dispone de 4 aceleradores destinados a investigación: un Acelerador de tipo Tándem Van de Graaff de 3 MV que es en que se han desarrollado la mayoría de las medias realizadas en este trabajo, un ciclotrón que proporciona protones de 18 MeV y deuterones de 9 MeV, un acelerador de tipo Tándem Cockcroft-Walton de 1 MV, y un acelerador ultracompacto MiCaDaS (Mini Radiocarbon Dating System). Todo ello hace que las actividades de investigación que se realizan en el CNA se ramifiquen en campos más allá de la investigación básica en física nuclear y abarque disciplinas tales como la ciencia de materiales, arte, arqueometría, medicina, investigación medioambiental etc. El acelerador tándem dispone de seis líneas de haz disponibles para caracterizar y modificar materiales, así como para realizar investigaciones en física nuclear básica: Línea de física nuclear básica, línea de microsonda de partículas, línea de la cámara universal, línea de implantación, línea de canalización iónica y la línea del haz externo.

3.1.1. El acelerador Tándem

La caracterización de las pantallas centelleadoras se ha llevado a cabo mediante el uso del acelerador electrostático de partículas tándem tipo Pelletron modelo 9SDH-2 de 3 MV, fabricado por la empresa norteamericana National Electrostatic Corporation (NEC). Los iones (H^+ , D^+ , He^{++}) que se han usado para la irradiación de las muestras centelleadoras se pueden obtener de tres fuentes de iones distintas: La fuente Alphatross, que genera iones negativos a partir de gases (H , He , N , ...) ionizados. La fuente de pulverización catódica o fuente SNICSII, genera iones negativos a partir del bombardeo con cesio de blancos sólidos que contienen átomos de la especie que se pretende acelerar. Y la más reciente de las tres, es una fuente de cátodo caliente de tipo Duoplasmatron, que basa la generación de iones en un proceso de descargas eléctricas en un gas, dando lugar a haces de alto brillo. La especie iónica que se pretenda utilizar en el experimento se selecciona mediante un imán deflector magnético conectado mediante distintos puertos a las fuentes. El principio de funcionamiento de los aceleradores tipos tándem se basa en la energía que adquiere una partícula cargada al ser sometida a una diferencia de potencial. Una vez que la especie iónica que se quiere acelerar ha sido generada por la fuente de iones, estos entran en el tanque del acelerador a través de un sistema inyector (con una energía de inyección¹ $J = eV_{inj}$) y son atraídos hacia el centro del tanque donde se encuentra un electrodo aislado a un alto potencial (denominado terminal). La aceleración se produce como consecuencia de la diferencia de potencial U existente entre la entrada del tanque (que se encuentra a tierra) y el terminal, que se encuentra a un potencial de trabajo positivo (de hasta 3MV en este acelerador). El terminal se encuentra dentro de un tanque presurizado y rodeado por una atmosfera de un gas dieléctrico (hexafluoruro de azufre, SF_6) para evitar las descargas eléctricas que podrían producirse como consecuencia de la ruptura dieléctrica que se producen en gases que rodean a electrodos a altos voltajes, lo cual podría dañar la integridad del terminal. La tensión que se alcanza en el terminal se consigue² gracias a un sistema de cadenas móviles constituidas por cilindros metálicos conocidas como pellets que depositan carga sobre la superficie del electrodo haciendo que este aumente el valor de la tensión a la que se encuentra. Una serie de anillos se encargan de proporcionar la diferencia de potencial de manera continuada con idea de uniformizar el campo eléctrico, optimizando la transmisión a lo largo del tubo de aceleración.

¹Para extraer los iones de la fuente se someten a una pequeña diferencia de potencial $V_{inj} = 70$ kV

²Aquí se describe el principio de funcionamiento de los aceleradores tipo Van de Graaff aunque existe otro mecanismo para dotar al terminal de un voltaje que se denomina multiplicador Cockcroft-Walton

En la Fig.3.1 podemos encontrar un esquema general de las partes más importantes del tanque de aceleración.

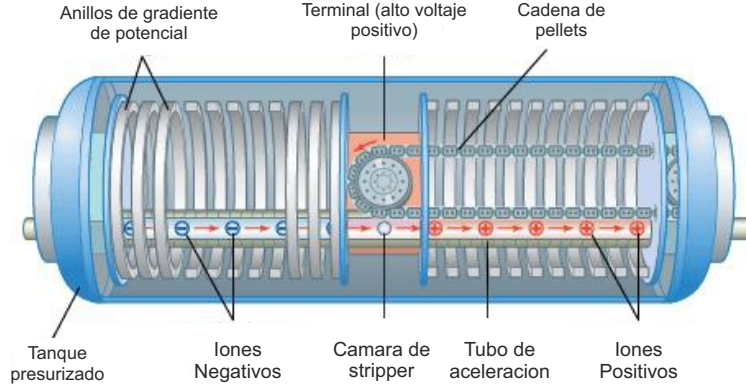


Figura 3.1: Esquema de un acelerador Van de Graaff.

En esta primera etapa de aceleración, los iones negativos son acelerados hacia el terminal (que se encuentra a una tensión positiva U respecto a los extremos del tanque que se encuentran a tierra) y todos los iones inyectados llegan al terminal con la misma energía $E_1 = eU$ ya que su estado de carga es $\eta=1$. Una vez que los iones han llegado a la mitad del tanque del acelerador, pasan por un estrecho tubo que contiene un gas residual de N_2 a mayor presión llamado stripper en el cual las partículas aceleradas interactúan cediendo electrones y transformándose en iones positivos con estado de carga $+\eta$. El estado de carga final no se puede controlar porque el proceso de stripping es un proceso de naturaleza probabilística (dependen de la trayectoria individual de cada uno de los iones en el gas). Todos estos iones, ahora con carga positiva, abandonan el tanque de aceleración tras sufrir una aceleración en la segunda etapa (tras atravesar el stripper) porque ahora se ven repelidos por la tensión del terminal adquiriendo una energía en esta segunda etapa de aceleración dada por $E_2 = \eta eU$. A la salida del tanque de aceleración, los iones tienen una energía dada por:

$$E = J + E_1 + E_2 = eV_{inj} + eU + \eta eU = eU(\eta + 1) + eV_{inj} \quad (3.1)$$

Donde e es la carga del electrón, U el potencial de trabajo del terminal, η el estado de carga del ion positivo a la salida y V_{inj} la energía de inyección. Debido a que el proceso de aceleración se realiza en dos etapas a este tipo de acelerador electrostático se le denomina *tándem*.

A la salida del tanque se encuentran diferentes iones acelerados según el estado de carga que hayan adquirido en el proceso de stripping, un imán analizador (o imán de 90°) permite separar la especie iónica y el estado de carga deseado del resto de los constituyentes del haz. De esta manera se obtienen iones monoenergéticos, de gran utilidad para el análisis y modificación de materiales mediante las técnicas asociadas a haces de iones. Después del imán a 90° el haz puede pasar directamente a través de las distintas líneas (Fig.3.2) en operación gracias a un imán selector.



Figura 3.2: Vista panorámica de la sala Tándem.

3.1.2. Técnicas de caracterización con haces de iones

En la actualidad se aplican diversas técnicas para el análisis y caracterización de muestras materiales con el objetivo de conocer sus propiedades físicas (estructura, composición química, defectos estructurales, etc) de una manera no destructiva. Entre ellas destacan aquellas técnicas basadas en la aplicación de haces de iones energéticos mediante el uso de aceleradores de partículas sobre las muestras que se pretenden analizar. Estas técnicas se conocen como técnicas IBA (acrónimo de **I**on **B**eam **A**nalisis) y su campo de aplicabilidad abarca diferentes disciplinas tales como la arqueometría, medicina, caracterización de materiales, etc. Su fundamento se basa en el estudio de la interacción ion-materia al hacer incidir sobre el material un haz de iones de energía del orden del MeV a través de los distintos tipos de procesos que pueden ocurrir y que son adecuadas para su detección y posterior análisis. En el desarrollo de esta tesis, la técnica más importante que se ha aplicado ha sido la técnica de ionoluminiscencia. Esta técnica se basa en el estudio de la emisión de luz por parte de muestra material al ser irradiada con partículas cargadas. Mediante el desarrollo de esta técnica, se ha procedido al estudio del rendimiento, degradación y respuesta temporal de distintas muestras centelleadoras.

Aunque la mencionada técnica se describirá con más detalle, a continuación se describirá brevemente las otras técnicas de análisis que han servido como complemento a la técnica de ionoluminiscencia: la técnica de RBS, para la determinación de la composición y espesor de las muestras y la técnica PIXE, para confirmar la medida del espesor de una de las muestras analizadas, ya que aunque el proveedor de las muestras proporciona una composición nominal y un posible valor del espesor, estos no están certificados y son de vital importancia para una correcta interpretación de los resultados experimentales obtenidos mediante la ionoluminiscencia.

- **Retrodispersión de Rutherford (RBS):** La técnica de RBS (del inglés Rutherford Backscattering Spectroscopy) permite obtener propiedades físicas de la superficie de una muestra tales como su composición, espesor y distribución de la concentración en profundidad de los elementos constituyentes. El principio de funcionamiento de la técnica se basa en hacer incidir un haz de iones ligeros y monoenergéticos (generalmente hidrogeno o núcleos de helio) sobre un blanco y detectar (mediante detectores de semiconductor) los iones dispersados a ángulos grandes, generalmente 165° . La interacción entre los núcleos incidentes (núcleos proyectiles) y los átomos del material (blanco) se produce vía la interacción coulombiana al tratarse de partículas cargadas. Los núcleos incidentes penetran en el material y sufren colisiones elásticas con los núcleos del blanco que provoca una pérdida de energía del proyectil y una dispersión que los desvía de su trayectoria original, existiendo una pequeña fracción que salen dispersados con ángulos mayores de 90° (retrodispersados). La obtención del espectro de energías tras la retrodispersión y su posterior análisis con programas estandarizados (como el código SIMNRA) nos ofrece una información doble: la naturaleza de los átomos contra los que colisiono la partícula (composición) y la distribución en profundidad de los elementos presentes en la muestra (hasta algunas decenas de micras).
- **Emisión de rayos X inducida por irradiación con partículas (PIXE)**

La técnica P.I.X.E. (del inglés Particle Induced X-ray Emission) es una técnica analítica no destructiva y multielemental que se usa para determinar la composición elemental de una muestra a partir de la medida de la radiación electromagnética emitida por la muestra, en forma de rayos X característicos, cuando es irradiada por un haz energético de iones (generalmente protones y partículas alfas). Una vez que el haz de partículas cargadas inciden sobre la muestra material, este va perdiendo energía de manera continua como consecuencia de las colisiones inelásticas con los átomos de la muestra que interaccionan tanto con los electrones libres como contra los electrones ligados a los átomos de la muestra.

A lo largo de su trayectoria las partículas cargadas pueden causar ionización en la muestra en las capas más internas del átomo generando vacantes electrónicas como consecuencia de que los electrones abandonan su posición. Estas vacantes pueden ser ocupadas por electrones de capas más externas, lo cual produce emisión de rayos X característicos (cuya energía es la diferencia de energías entre capas). La detección con detectores Si(Li) o LeGe de estos rayos X característicos permite obtener de forma simultánea todos los elementos que componen la muestra con número atómico superior a 12 y concentraciones superiores a varias ppm.

3.1.3. Ionoluminiscencia (IBIL)

Un material luminiscente es cualquier material que emite radiación electromagnética, generalmente en forma de luz visible o radiación infrarroja/ultravioleta (rango de emisión en el rango 200-1500 nm o equivalentemente 0.83-6.2 eV), tras absorber una cierta cantidad de energía. Dependiendo del proceso que provoque la emisión de luz, se pueden clasificar varios fenómenos de luminiscencia, entre los que caben destacar: fluorescencia/fosforescencia (inducida por luz ultravioleta), termoluminiscencia (inducida al calentar la muestra), cátodoluminiscencia (inducida por electrones), electroluminiscencia (inducida por corrientes eléctricas en el seno del material), fotoluminiscencia (inducida por rayos X), radioluminiscencia (inducidas por reacciones nucleares), quimioluminiscencia (inducida por reacciones químicas), triboluminiscencia (inducido por algún agente mecánico) e ionoluminiscencia, que es la propiedad de los materiales que se han analizado en este trabajo. La Ionoluminiscencia (IL o IBIL, del inglés **I**on **B**eam **I**nduced **L**uminiscence) es un fenómeno de luminiscencia, mediante el cual algunos materiales emiten luz cuando sobre ellos se hace incidir iones energéticos³. Al ir atravesando el medio material, los iones pueden sufrir interacciones de los siguientes tipos:

- Interacciones gobernadas por la interacción electromagnética.
 - Procesos de tipo elástico con electrones y grupos de electrones
 - Procesos inelásticos con electrones y grupos de electrones.
- Interacciones gobernados por la interacción electromagnética y la nuclear fuerte.
 - Procesos elásticos con núcleos y grupos de núcleos
 - Procesos inelásticas con núcleos grupos de núcleos

³No debe confundirse con la radiación Cherenkov, que se produce cuando una partícula pesada atraviesa un medio material a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio.

La probabilidad de cada uno de estos procesos depende de la partícula utilizada como proyectil (a través de sus números atómico Z y másico A), de su energía, y del medio por el que se transmiten las partículas. A diferencia de las otras técnicas de luminiscencia, la adecuada elección de la especie iónica y del rango de energía permiten cambiar el mecanismo de las excitaciones, así irradiando con iones ligeros a bajas energía, el mecanismo de excitación se basa fundamentalmente en colisiones elásticas con los núcleos atómicos presente en la muestra mientras que a energías más elevadas la pérdida de energía de los iones se debe fundamentalmente a las excitaciones electrónicas. En su trayectoria, las partículas cargadas ceden energía de forma continua siendo el mecanismo más importante de todos, en el rango de energías considerado en este trabajo, las colisiones elásticas con los electrones atómicos. Mediante este proceso, la partícula va provocando la excitación o ionización de los átomos presentes en el material. Esta energía depositada por los iones, hace que estos últimos pasen a estar en un estado excitado. Al producirse el proceso de desexcitación, el átomo puede pasar a un estado de menor energía emitiendo en el proceso radiación electromagnética en forma de fotones en el rango de longitudes de ondas anteriormente mencionado (IR-VIS-UVC). Por lo general, la luminiscencia, independientemente de las partículas utilizadas para inducir la emisión de luz, se divide en dos categorías:

- **Intrínseca:** Es la luminiscencia que se produce debida a las propiedades electrónicas del material, en particular a su estructura de bandas que proporcionan estados excitados deslocalizados para electrones. La energía de excitación que produce la radiación primaria hace que electrones pasen de la banda de valencia a la banda de conducción. La posterior desexcitación se produce mediante la recombinación de esos electrones con huecos de la banda de valencia, que puede producirse directamente en una transición banda a banda (transición interbanda o transición óptica de estados excitados deslocalizados) o a través de un defecto intrínseco (defecto puntual o de red del material) que crea un nivel electrónico situado en la banda prohibida (transición óptica de estados excitados deslocalizados) como por ejemplo, el centro F en el zafiro (Al_2O_3).
- **Extrínseca:** Es la luminiscencia que se produce debida a la existencia de estados permitidos (niveles de energías discretos) situados en la banda prohibida desde los cuales los electrones pueden desexcitarse a la banda de valencia. Estos niveles energéticos están presente en la banda prohibida gracias a la presencia de activadores (o centros de luminiscencia) como centros de defectos, impurezas con las que se dopa el material, centros de color.

La presencia de estos centros en ciertos materiales hace que estos se conviertan en luminiscentes aunque no todas las impurezas son capaces de producir una transición radiativa llegando incluso a existir impurezas que pueden dar lugar a fenómenos capaces de inhibir la luz emitida (por ejemplo Fe^{2+} es un inhibidor para Mn^{2+} en carbonatos).

La estructura de los espectros de emisión, en particular de sus picos, depende de los efectos térmicos (por ejemplo, la distribución de energía de los portadores de carga libres) y la fuerza de la interacción entre los electrones y los fonones que participan en las transiciones ópticas que ocurren en la banda prohibida. Un esquema de los distintos procesos que dan lugar a la emisión de luz al irradiar la muestra material con iones se muestra en la siguiente figura (Fig.3.3).

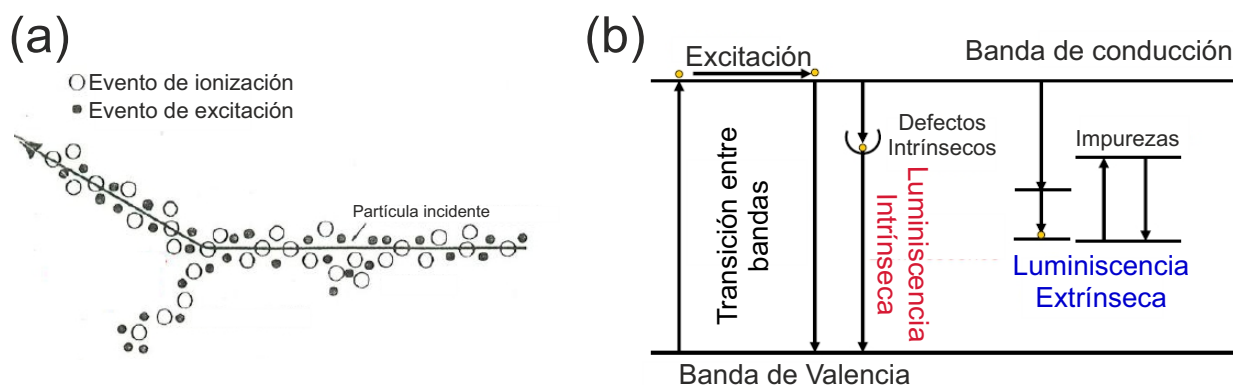


Figura 3.3: (a) Eventos de ionización y eventos de excitación generados por una partícula cargada transmitiéndose en una muestra material. (b) Transiciones electrónicas entre bandas que dan lugar a una emisión radiativa.

En procesos donde la interacción electrón - fonón es débil (generalmente en procesos a baja temperatura), la forma y anchura de emisión de los picos en los espectros de luminiscencia presentan picos agudos y bandas estrechas. En procesos a temperaturas más elevadas se produce un ensanchamiento de los picos y bandas en los espectros a consecuencia de una mayor interacción electrón-fonón. Es una técnica utilizada para la caracterización de muestras materiales, en especial materiales centelleadores, proporcionando información sobre la composición química y microestructura del material, información sobre los procesos de excitación y los defectos intrínsecos o puntuales presentes en el material que además puede ser utilizada para monitorizar en tiempo real de los procesos que generan el daño provocado por la implantación de los iones en la muestra, el estudio de la formación de centros de color en materiales dieléctricos como el SiO_2 (Fig.3.4) y la recuperación del daño iónico mediante el annealing térmico.

También se aplica, debido a su alta sensibilidad, a la determinación de la presencia de impurezas (trazas de elementos pertenecientes a la serie de las tierras raras e iones de metales de transición) presentes en la muestra incluso cuando su concentración es inferior a unas ppm.

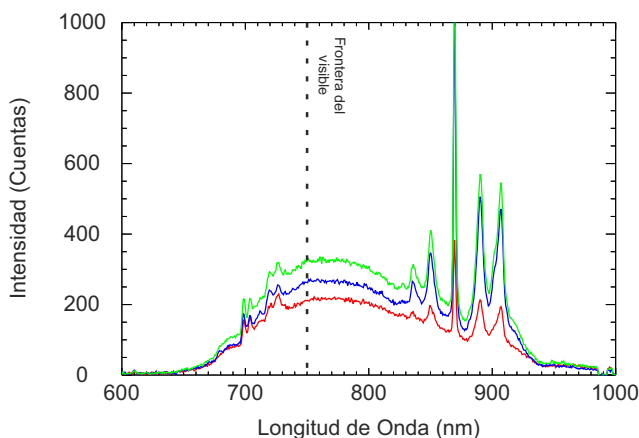


Figura 3.4: Espectro de ionoluminiscencia de una muestra de óxido de silicio (SiO_2) irradiada con protones a 1 MeV. Se muestran los espectros en tres instantes de tiempo diferentes desde el comienzo de la irradiación.

En semiconductores y aislantes, la técnica es capaz de proporcionar información sobre estructuras defectuosas que no son detectables mediante otras técnicas IBA establecidas como RBS y/o PIXE. Una descripción teórica completa del fenómeno de la ionoluminiscencia en muestras materiales no se encuentra disponible dada la complejidad de los distintos procesos que pueden afectar a la emisión de luz. Existen una serie de parámetros físicos y geométricos cuantificables que afectan a la emisión/detección de la señal de ionoluminiscencia, como son la temperatura de la muestra, el daño iónico a elevadas flujos de irradiación, la reflexión interna en la muestra de los fotones emitidos, etc.

3.2. Montaje experimental para la caracterización de las muestras centelleadoras

Para la aplicación de las distintas técnicas IBA, cuyos fundamentos físicos se presentaron en la sección anterior, se precisa del uso de cámaras de irradiación en vacío donde se puedan colocar las muestras a analizar y los detectores asociados al tipo de respuesta que se pretende medir. Durante el desarrollo de estos tests, se han usado tres cámaras de irradiación distintas, dos de ellas situadas en la línea de 0° del acelerador tándem y la cámara de la microsonda, situada en la línea de -15° .

La primera de las cámaras es la denominada coloquialmente como cámara universal (una descripción detallada de esta cámara se pueden encontrar en los trabajos [1]) permite realizar simultáneamente experimentos mediante diferentes técnicas IBA gracias a un conjunto de detectores de fotones y de partículas y es donde se han llevado a cabo las medidas de RBS y PIXE. La aplicación de la técnica de ionoluminiscencia en la cámara universal presenta el problema de que la luz emitida por las muestras, al ser irradiadas, se reflejaba en la superficie metálica de las paredes de la cámara, lo cual falseaba las medidas del rendimiento luminiscente. Además, esta cámara no dispone de ningún sistema de calentamiento para simular el ambiente de temperaturas en los que operan las muestras en FILD. Para solucionar estos problemas, se optó por diseñar (2013) y poner a punto (2014) una nueva cámara de medidas que cumpliera los requisitos para poder aplicar correctamente la técnica IBIL. Es la denominada cámara de ionoluminiscencia o, coloquialmente, cámara TAMARA⁴, donde se han realizado todas las medidas de ionoluminiscencia a distintas temperaturas presentadas en este trabajo. A continuación se desarrolla con más detalle la nueva cámara de irradiación junto al montaje experimental para la medida de la ionoluminiscencia y una breve descripción de la cámara de la microsonda.

Experimentos en la cámara TAMARA

La cámara TAMARA se encuentra localizada al final de la línea de 0° de las líneas del tándem, a continuación de la cámara universal. Ambas cámaras se encuentran conectadas mediante un tubo metálico por el que se transmite el haz de iones, siendo la distancia total entre los centros de las dos cámaras cercana a los 2 m. Una válvula de guillotina situada a la entrada de la cámara se encarga de mantener el vacío en la cámara de ionoluminiscencia independientemente de las condiciones de vacío de la línea. TAMARA es una cámara de dispersión hecha de aluminio y que tiene geometría cilíndrica (diámetro de 22 cm y altura de 39 cm) en cuyos laterales se encuentran varios puertos de acceso y ventanas que permiten observar el interior de la cámara durante la realización de los experimentos en vacío. La cámara TAMARA junto a sus elementos principales se muestran en la siguiente figura (Fig.3.5). Una videocámara de alta resolución acoplada a una de las ventanas de la cámara permite la monitorización, en tiempo real, del interior de la cámara, lo cual facilita la localización del haz de iones sobre la muestra siempre que esta emita radiación visible. Para inhibir las posibles reflexiones de la luz en las paredes de la cámara, el interior presenta un recubrimiento de color negro (NEXTEL-Velvet-Coating 811-21, suministrada por la empresa Mankiewicz) capaz de absorber el 98 % de la luz independientemente del ángulo de incidencia.

⁴Temperature Analysis Measurements And Radiation Applications

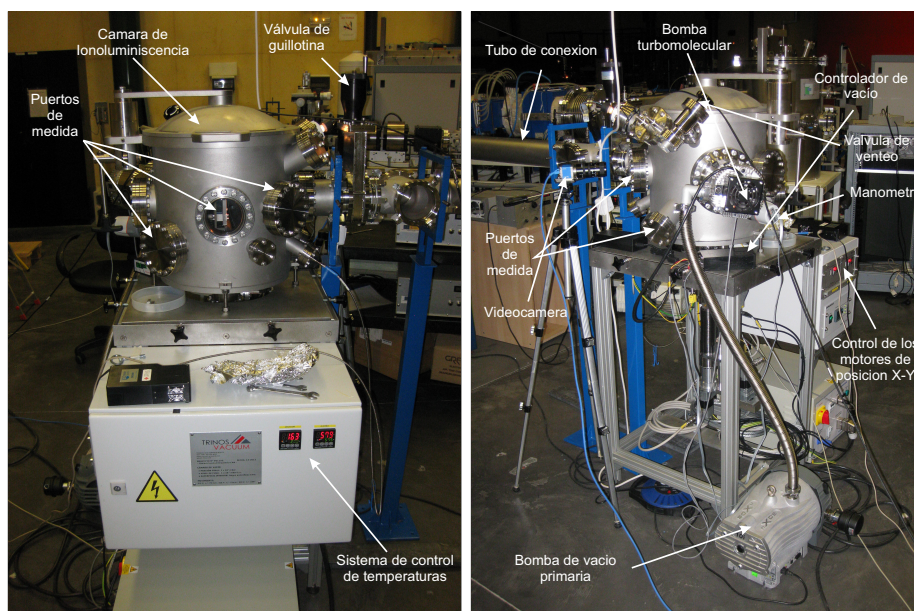


Figura 3.5: Vistas de la nueva cámara de experimentación (TAMARA) instalada en el CNA.

El interior de la cámara se encuentra equipado con un portamuestras rectangular ($150 \times 150 \text{ mm}^2$) situado concéntricamente y que se encuentra aislado eléctricamente del resto de la cámara (Fig.3.6 (a)).

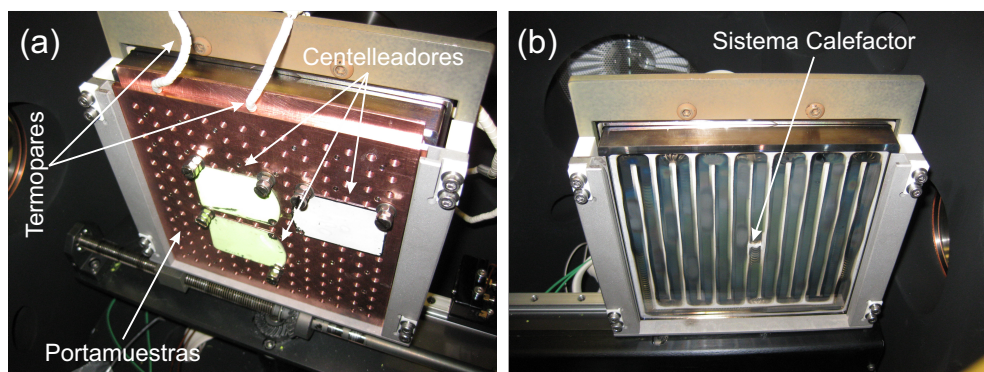


Figura 3.6: Vista del interior de la cámara: (a) Imagen del sistema de resistencias cerámicas que se usa como sistema de calentamiento. (b) Imagen del portamuestras colocado en el interior de la cámara junto a varias muestras centelleadoras.

El movimiento del soporte se controla remotamente a través de un sistema de motores paso a paso, capaces de proporcionar un movimiento lineal en las direcciones X-Y (2500 pasos en el software del motor corresponden a un movimiento horizontal de 1 mm en el portamuestras mientras que el movimiento de 1 mm en vertical corresponde a 4000 pasos).

También cuenta con un sistema de giro entorno al eje Z que permite cambiar el ángulo de incidencia del haz de iones sobre el portamuestras. Esto permite un control fino de la posición del haz y el gran tamaño del soporte permite que en la cámara se puedan analizar varias muestras centelleadoras simultáneamente sin tener que ventear la cámara de vacío. Una manivela permite el movimiento manual de la tapa de la cámara para su apertura y cierre. La cámara lleva acoplada un sistema de calentamiento de muestras que permite variar las temperaturas en las muestras⁵ desde temperatura ambiente hasta alcanzar temperaturas de 500°C. Para ello, un módulo eléctrico (fuente de alimentación + controlador PID) suministra potencia a un elemento calefactor (resistencia cerámica de NiCr con geometría en serpentín (Fig.3.6 (b)) capaz de alcanzar temperaturas de hasta 1000°C) situado en el interior de la cámara, que se calienta por efecto Joule y que por radiación transmite calor al portamuestras. Un conjunto de termopares permiten la monitorización de la temperatura, a tiempo real, del centro y del borde del portamuestras, lo cual sirve como indicativo de que la temperatura se ha distribuido uniformemente sobre la superficie del soporte. Obsérvese en ambas imágenes el recubrimiento negro de las paredes de la cámara. Uno de los aspectos fundamentales para llevar a cabo las medidas de ionoluminiscencia es la correcta medida de la intensidad de corriente que incide sobre la muestra, lo cual permite cuantificar el número absoluto de iones incidentes. El portamuestras se puede polarizar a una tensión de +300 V para recolectar los electrones secundarios emitidos por el soporte al ser irradiado, lo cual hace que se pueda usar como una faraday cup para recolectar carga. A pesar de que el portamuestras puede usarse como Farady cup, al aumentar la temperatura (en particular por encima de los 300 °C) los electrones emitidos por efecto termoiónico por el portamuestras no permiten medir directamente la corriente del haz en la cámara de vacío ya que la polarización no es capaz de inhibir la emisión de los electrones. Para medir la corriente de haz incidente y poder determinar la carga integrada (fluencia) se debe utilizar un sistema auxiliar, constituido por un portamuestras con huecos, que se encuentra instalado en la cámara universal y un chopper calibrado conectado a un integrador de corriente digital (modelo 439 de Ortec). El procedimiento de medida se detalla en la sección de procedimiento experimental de este capítulo. El vacío necesario en el interior de la cámara (10^{-5} - 10^{-6} mbar) se consigue gracias a un sistema de bombas de vacío (bomba primaria y una bomba turbomolecular) y cuenta con un medidor de presión incorporado. Durante la fase de testeo de la cámara, se realizaron distintos test térmicos para encontrar una relación entre la temperatura que se debe imponer en el horno y la temperatura que se precisaba disponer en el portamuestras. Se encontró que en el rango de temperaturas de operación la relación entre ambas es de tipo lineal.

⁵El aumento de temperaturas de la muestra debido al haz de iones se puede considerar despreciable.

Una vez alcanzada la temperatura a la que se pretende trabajar esta se mantiene estable con un error de $\pm 5^{\circ}\text{C}$. A continuación se muestra una relación empírica para optimizar el tiempo de calentamiento (Fig.3.7).

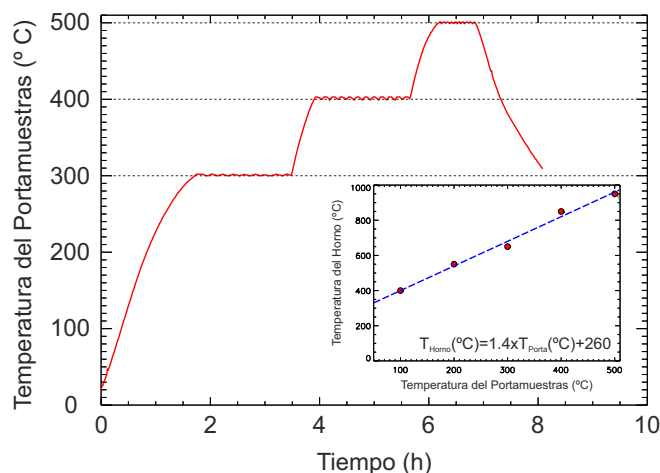


Figura 3.7: Tiempo (en horas) transcurrido para alcanzar una determinada temperatura en el portamuestras. En la subgráfica se muestra los datos experimentales entre la temperatura del portamuestra y la temperatura del horno calefactor.

El montaje experimental para las medidas de la ionoluminiscencia se encuentra integrado en la propia cámara de vacío. El sistema óptico de adquisición está constituido por una fibra óptica de sílice de 1 mm de diámetro (optimizada para transmitir en el espectro UV-VIS) que se encuentra fija a uno de los pasamuros laterales de la cámara de vacío situado a 22.5° respecto a la dirección del haz de iones (Fig.3.8).

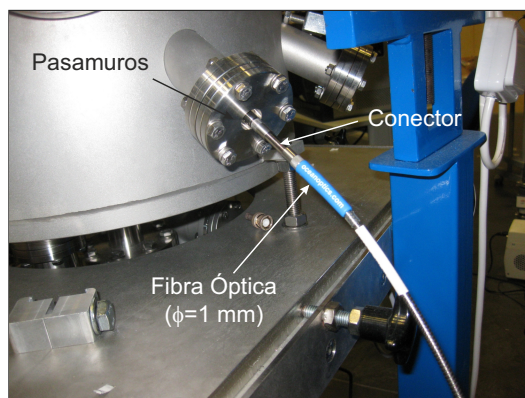


Figura 3.8: Imagen del lateral de la cámara TAMARA donde se muestra el pasamuros al que se conecta la fibra óptica durante las medidas de ionoluminiscencia.

El factor de transmisión de la fibra óptica, en el rango de longitudes de onda considerado en este trabajo $\lambda \in [400, 800]$ nm, presenta un valor del 82 ± 2 %. La fibra óptica permite recolectar la luz emitida por las muestras centelleadoras y guiarla hacia un espectrómetro óptico de alta sensibilidad para su análisis que se encuentra situado fuera de la cámara. El elemento más importante para las medidas de ionoluminiscencia es un espectrómetro compacto QE65000 (Ocean Optics Inc.) que cuenta con un detector CCD formado por un array en 2D de pixeles (1044 x 64 pixeles) el cual permite el análisis de la luz emitida por el centelleador en el rango espectral 200-1100 nm con una resolución de 1-2 nm. La Fig.3.9 muestra el esquema de funcionamiento del espectrómetro:

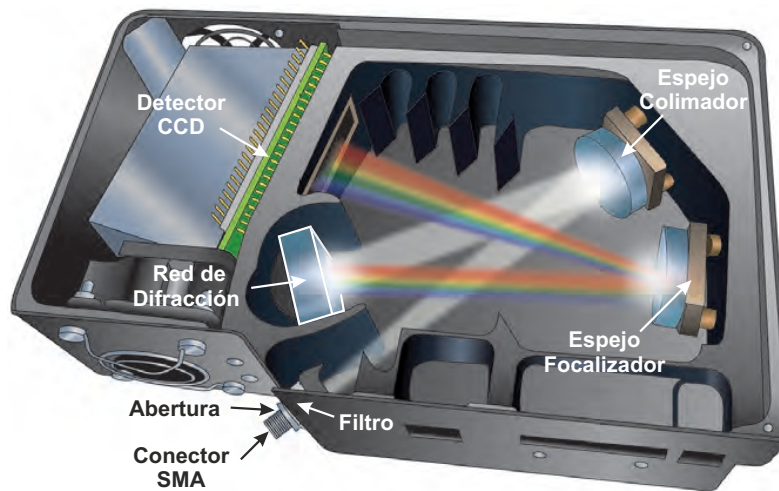


Figura 3.9: Esquema del espectrómetro óptico QE65000 utilizado en las medidas de ionoluminiscencia junto a sus elementos principales.

La luz guiada a través de la fibra óptica pasa a través de un conector SMA⁶, que está unido a la apertura de entrada del espectrómetro. El tamaño de la apertura de entrada ($50 \mu m$) determina la cantidad de luz que es capaz de entrar en el espectrómetro. Una vez que la luz entra en el espectrómetro, un filtro óptico de absorción limita el ancho de banda de la luz incidente, determinando el rango espectral que se puede procesar. Esta luz se dirige hacia un espejo colimador que refleja y colima la luz hacia la grating del detector. La grating (red de difracción) está constituida por 600 líneas/mm y actúa dispersando la luz incidente en sus diferentes longitudes de onda constituyentes. Las diferentes componentes se dirigen hacia un espejo colimador que se encarga de reflejar las distintas longitudes de onda en cada uno de los pixeles del array del detector. Las señales medidas (espectros) son almacenadas con el software SpectralSuit.

⁶SubMiniature version A

El diagrama esquemático del montaje experimental para el desarrollo de la técnica de ionoluminiscencia se presenta en la siguiente figura (Fig.3.10):

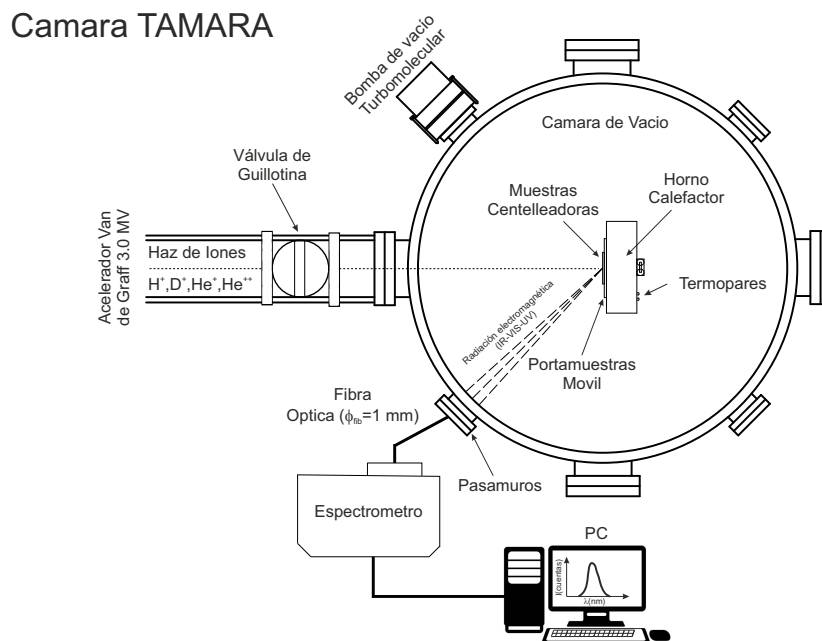


Figura 3.10: Diagrama esquemático de la configuración experimental para la técnica IBIL en CNA mostrando la cámara TAMARA, la muestra centelleadora, así como el haz de iones incidentes y los sistemas de adquisición de luz.

Para poder realizar las medidas absolutas del rendimiento de las muestras centelleadoras, se ha llevado a cabo una calibración en longitud de onda con una lámpara de calibración de gas, modelo 6035 Hg(Ar) de ORIEL Instruments, cuyas líneas de emisión son conocidas y una calibración en rendimientos del espectrómetro. Para obtener el número absoluto de fotones medidos con el espectrómetro se ha llevado a cabo una calibración en rendimiento del sistema de adquisición. El número de cuentas registradas en cada pixel del detector del espectrómetro no es una medida absoluta del número de fotones que, a cada longitud de onda, están incidiendo. Además se debe tener en cuenta que desde que se colecta la luz en la fibra hasta que se transforma en la señal eléctrica medida en el PC, el número de fotones ha sufrido una atenuación debido a diversos factores, como pueden ser pérdidas por el factor de transmisión en la fibra, pérdidas en el filtro, pérdidas que se producen en el banco óptico del propio espectrómetro debido a las reflexiones, absorciones, etc. Por ello se precisa de un valor de conversión para cada longitud de onda de manera que transforme los espectros medidos en cuentas en espectros dados en número absoluto de fotones emitidos por la muestra.

La calibración se ha llevado a cabo conectando una lámpara estándar de calibración halógena de tungsteno HL-2000-CAL, que proporciona valores de intensidad (irradiancia espectral $\mu W/cm^2/nm$) tabulados a la entrada del espectrómetro. La configuración experimental y la irradiancia espectral de la lámpara junto al espectro de calibración obtenido se muestran en la siguiente figura (Fig.3.11):

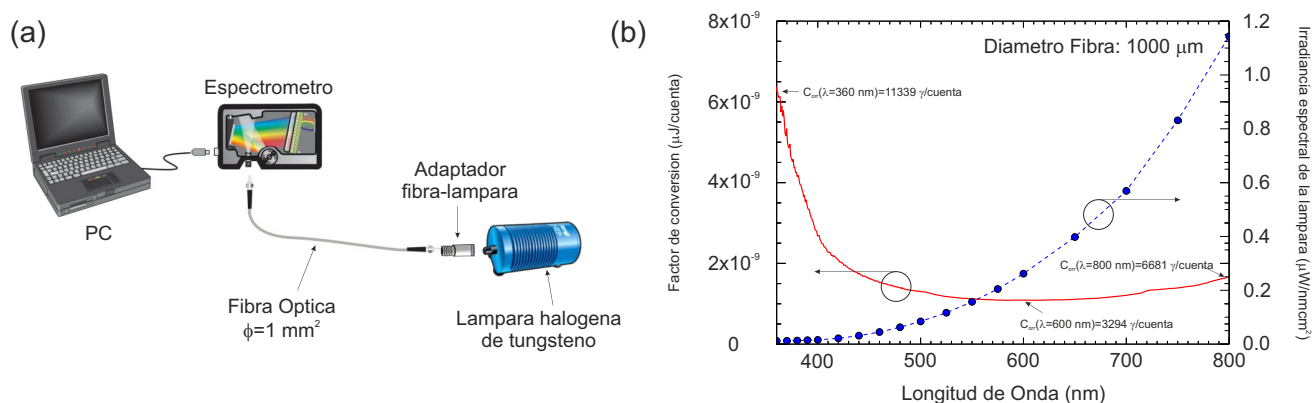


Figura 3.11: (a) Montaje experimental para realizar la calibración en rendimiento del sistema de adquisición. (b) Irradiancia espectral de la lámpara de calibración (curva azul) y espectro de calibración (curva roja) del espectrómetro.

Cámara de microsonda

La cámara de la microsonda se ha utilizado para obtener los mapas de composición de una de las muestras centelleadoras mediante la técnica PIXE con el objetivo de poder estimar su espesor. Esta cámara, situada en la línea de -15° , se basa en el sistema de microhaz desarrollado por Oxford Microbeam Ltd y se caracteriza por permitir irradiar con haces de iones de tamaño micrométricos. Estas dimensiones de haz permiten obtener una resolución espacial mayor para el análisis de regiones de muy reducido tamaño. Un microscopio óptico y una cámara de alta resolución permiten controlar la posición del haz. Un sistema de posicionamiento tridimensional (X-Y-Z) permite una orientación de la superficie de la muestra respecto al haz de iones. La reducción del tamaño del haz sin llevar asociado una disminución de la intensidad de corriente (como ocurre con los sistemas con colimadores) se consigue gracias a un sistema de 3 lentes magnéticas cuadrupolares capaces de focalizar el haz de iones hasta el orden de $1 \mu m$. Además, un sistema de escaneado permite llevar a cabo simultáneamente un movimiento del haz, lo cual permite realizar barridos sobre determinadas zonas de las muestras irradiadas para obtener mapas elementales de composición.

La intensidad de los rayos X emitidos por las muestras al ser irradiados con el haz de iones se mide con un detector Si(Li) de Gresham de 80 mm² de área activa, de 8 μ m de ventana de Be y de 145 eV de resolución situado a 135°. Una rejilla (grid) de cobre situada sobre el portamuestras permite evaluar las dimensiones del haz. En la siguiente figura (Fig.3.12) se presenta una vista de la línea de la microsonda junto a una imagen de la grid de calibración espacial.

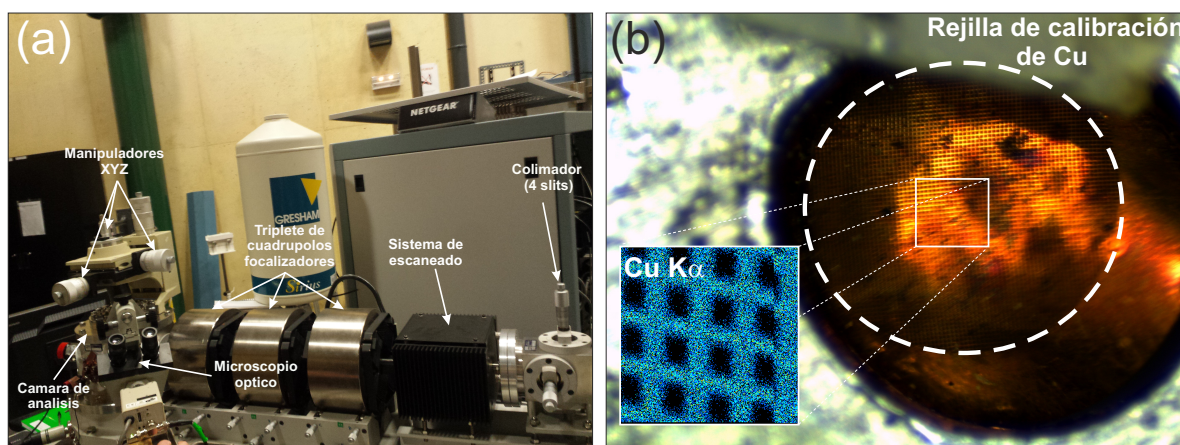


Figura 3.12: (a) Línea de microsonda del CNA. (b) Imagen amplificada y mapa obtenido mediante PIXE del pico CuK_{α} de la grid de cobre usada para la calibración espacial que permite determinar el tamaño del haz de iones.

Para procesar la señal el detector Si(Li) está conectado a un módulo que hace un primer procesamiento de la señal y esta la envía directamente a un ADC conectado también al sistema de barrido y de ahí al multicanal que es parte del programa OM-DAQ. El detector de partículas está conectado a un preamplificador, después a un amplificador y éste al mismo ADC que forma parte del sistema de adquisición que integra también el barrido. Este programa guarda cada evento describiéndolo con tres parámetros: la energía, y las dos coordenadas espaciales (X, Y) que permite la construcción de las distribuciones elementales (mapas de composición).

3.3. Materiales Analizados

Como se vio en el capítulo II, los sistemas FILD están equipados con una placa que presenta un recubrimiento, generalmente de poco espesor, de un material centelleador que muestran una alta eficiencia para las partículas cargadas y baja respuesta a otros flujos de radiación presentes en un tokamak tales como neutrones y gammas. La elección de un material centelleador, que en las condiciones de operación mencionadas, cumpla todos los requisitos que se exigen a un detector de pérdidas de iones rápidos es de vital importancia.

En el mercado existen una gran cantidad de materiales luminiscentes, generalmente para su uso en dispositivos luminiscentes como televisores de ultima generación y dispositivos optoelectrónicos, por lo tanto, nuevos tipos de centelleadores se han desarrollado en las ultimas décadas y existen múltiples opciones de materiales centelleadores (generalmente fósforos) disponibles para que se usen en los distintos detectores FILD instalados en los dispositivos de fusión nuclear. La tabla 3.1 muestra un listado de los principales detectores FILD junto a su material centelleador.

Dispositivo de Fusión	Material centelleador	λ_0 (nm)	Tiempo de Respuesta
TFTR (US)	P11 (ZnS:Ag)	450 nm	$\approx 10 \mu s$
	P31 (ZnS:Cu)	530 nm	
	P46 ($Y_3Al_5O_{12} : Ce$)	535 nm	$\approx 16 \mu s$
NSTX (US)	P46 ($Y_3Al_5O_{12} : Ce$)	535 nm	$\approx 16 \mu s$
DIII-D (US)	TG-Green ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$)	539 nm	≈ 490 ns
LHD (Jp)	P11 (ZnS:Ag)	450 nm	$\approx 10 \mu s$
	P46 ($Y_3Al_5O_{12} : Ce$)	535 nm	$\approx 16 \mu s$
CHS (Jp)	P11 (ZnS:Ag)	450 nm	$\approx 10 \mu s$
JFT-2M (Jp)	P11 (ZnS:Ag)	450 nm	$\approx 10 \mu s$
ASDEX Upgrade (Al)	TG-Green ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$)	540 nm	≈ 490 ns
JET (UK)	P56($Y_2O_3 : Eu$)	610 nm	1 ms
TJ-II (ES)	P45 ($Y_2O_2S : Tb$)	530 nm	1.4 ms
KSTART (CO)	P11 (ZnS:Ag)	450 nm	$\approx 10 \mu s$
HL-2A (CN)	P11 (ZnS:Ag)	450 nm	$\approx 10 \mu s$

Cuadro 3.1: Lista de los materiales centelleadores más comunes usados en los detectores FILD de las principales instalaciones de fusión nuclear.

Aunque las propiedades básicas como las bandas de emisión y tiempo de respuesta de estos centelleadores se encuentran caracterizadas a temperatura ambiente, su comportamiento y propiedades en las condiciones reales de operación en un reactor no se encuentran disponibles. Los materiales luminiscentes analizados en esta memoria se caracterizaron en diferentes campañas experimentales en el acelerador Tándem del CNA. Los materiales centelleadores que se han investigado en este trabajo han sido seleccionados de acuerdo a su disponibilidad, resistencia al calor y a la radiación, respuesta temporal rápida para poder seguir las fluctuaciones magnetohidrodinámicas y/o su uso en alguno de los dispositivos de fusión nuclear existente. De todos ellos para este trabajo se han seleccionado tres tipos diferentes de centelleadores para su completa caracterización.

- El primero de los materiales estudiados es el TG-Green (llamado así por el Fabricante, Sarnoff Corporation, EE.UU.).

Se trata de un fosforo de composición $SrGa_2S_4$ dopado con Europio (Eu^{2+}) con una densidad de $3.65 \frac{g}{cm^3}$. Este material es bien conocido por tener su pico de emisión en torno a 535 nm (emisión de color verde) provocado por la transición permitida entre los niveles $^4F \rightarrow ^5D$ de los iones Eu^{3+} . Presenta una banda prohibida de 4.2 eV a 300 K y el tiempo de respuesta es muy muy corto ≈ 490 ns [8]. Aparte de uso en los dispositivos LED, el TG-Green se caracteriza por haber sido aplicado por primera vez como material transconductor en el detector de partículas rápidas en ASDEX Upgrade. También se ha caracterizado otra muestra de TG-Green depositada y proporcionada por el CIEMAT y se ha utilizado para comparar las propiedades luminiscentes de ambas muestras. A lo largo de este trabajo nos referiremos a estas pantallas como muestra TGa y TGb para las correspondientes a Sarnoff y CIEMAT respectivamente.

- El segundo material analizado es el P46, se trata de un óxido de tierras rara $Y_3Al_5O_{12}$ dopado con Cerio (Ce^{3+}). Es denominado YAG:Ce por la empresa proveedora Proxitronic GmbH, Alemania. Se caracteriza por presentar una emisión luminiscente consiste en un único pico ancho centrado en 550 nm consecuencia de las transiciones permitidas entre los niveles energéticos 5D al 4F de los iones de Ce^{3+} . La anchura de su banda prohibida es de 7.9 eV y cuenta con una respuesta temporal estimada de unos 70 ns. El P46 ha sido ampliamente aplicado a diagnósticos de radiación como microscopios electrónicos, detectores de partículas β , de rayos X y diagnósticos de plasma de fusión. En particular se ha aplicado a la detección de iones rápidos en varios dispositivos como TFTR y NSTX [12, 13].
- Finalmente, el centelleador P56 es un óxido de itrio Y_2O_3 dopado con europio (Eu^{3+}). Este material fue fabricado por AST Corporation, Inglaterra. Está considerado el mejor fosforo inorgánico que emite el color rojo, además presenta una eficiencia y estabilidad de emisión alta. El espectro de emisión es más complejo que el de los otros materiales centelleadores analizados ya que contiene las componentes luminiscentes del Eu^{3+} presentando varias bandas de emisión (debido a la transición $^5D_0 \rightarrow ^7F_i$ ($i=0,1,2,3,4$) de la impureza Eu^{3+} , dentro de la configuración 4f_6 .) estando la banda de emisión principal (más intensa) centrada en 611 nm (transición $i=2$). La anchura de su banda prohibida es de 5.6 eV. Este material posee propiedades excelentes para ser usadas en dispositivos optoelectrónicos, lámparas tricolores, LCDs, ect. Aunque ha sido ampliamente usado en dispositivos de fusión nuclear como JET, AUG y TJ-II su respuesta temporal es demasiado lenta (1-2 ms) como para poder ser usado en las medidas de las frecuencias de las fluctuaciones MHD.

A continuación (Fig.3.13) se muestran las distintas muestras centelleadoras cuyas características se acaban de describir.

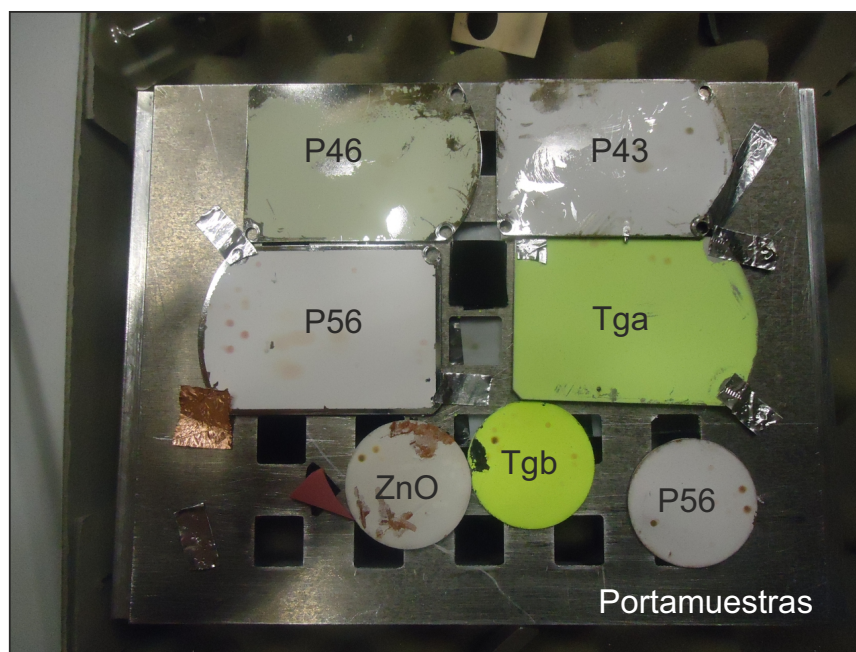


Figura 3.13: Portamuestras mostrando las distintas pantallas luminiscentes que se han caracterizado en este trabajo. Los análisis se han centrado en los materiales P46 ($Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+}$), P56 ($Y_2O_3 : Eu^{3+}$) y las dos muestras de TG-Green ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$).

En todos los casos analizados, las muestras fueron depositadas comercialmente por los fabricantes sobre placas de acero inoxidable de 2 mm de espesor.

Esto hace que al emitir el material luz al ser excitado, las reflexiones sobre el substrato pueden contribuir a una mejora de la cantidad de luz emitida por las pantallas de centelleo. Esta configuración es exactamente idéntica a su diseño cuando se encuentran en operación en un detector de pérdidas de iones rápidos. Todas estas propiedades han sido proporcionadas por los proveedores de los materiales, sin embargo suelen estar caracterizadas a temperatura ambiente y magnitudes como el rendimiento absoluto, el espesor de la muestras y degradación por radiación de los materiales centelleadores descritos no se encuentran disponibles y son de vital importancia para su aplicabilidad como detectores absolutos de pérdidas de iones rápidos.

3.4. Método de análisis

En este apartado se presenta la metodología de análisis que se ha llevado a cabo para el cálculo del rendimiento luminiscente de las muestras centelleadoras a partir de la información de los espectros que se han medido con el espectrómetro. El primer paso para la medida del rendimiento consiste en determinar el número total de fotones emitidos por las muestras en función del tiempo. Una vez que se selecciona la especie iónica, la intensidad de corriente del haz, la energía de las partículas y la temperatura de operación, se comienza a irradiar la muestra. A la hora de elegir un protocolo adecuado para realizar estas medidas, se tiene que tener en cuenta el enorme número de espectros (más de diez mil) que se han adquirido durante el desarrollo de este trabajo. El protocolo que hemos seguido durante toda la tanda de medidas es el siguiente: Primero se pone a adquirir el espectrómetro una vez que se ha fijado el tiempo de integración, aproximadamente un segundo después se deja pasar el haz de iones que incide sobre la muestra. Este procedimiento asegura el registro del primer espectro IBIL. Con el set-up experimental presentado en la sección previa, se obtiene en el ordenador una serie de archivos que contienen los datos relativos a los espectros de la muestra centelleadora. Estos espectros no constituyen una medida directa del número de fotones que se están emitiendo por parte de la muestra centelleadora como respuesta a la excitación por bombardeo iónico. Los archivos procesados tienen dos columnas: en una aparece la longitud de onda y en la otra el número de cuentas que se producen en la CCD para cada longitud de onda. Es por tanto imprescindible tratar los datos para obtener el número de fotones totales emitidos por el material luminiscente. El proceso, que se realiza para cada espectro adquirido, es el siguiente:

- Los espectros son adquiridos por el espectrómetro, para los cuales ajustamos el tiempo de integración Δt [s]. Con la configuración fijada, el espectrómetro procesa la información de la siguiente manera: Durante el intervalo de tiempo que va desde 0 hasta Δt integra, es decir cuenta, el número de fotones que han llegado al detector CCD a una longitud de onda específica λ , y lo hace para un rango de longitudes de onda que van de aproximadamente 200 nm a 1000 nm. Posteriormente transforma esos fotones en un determinado número de cuentas que es proporcional a la ganancia con la que opera el detector y el factor de conversión analógico-digital que transforma la carga recolectada en una señal digital. Para poder calcular el número de fotones de un espectro, el primer paso consiste en sustraer el fondo para obtener una tasa de recuentos real. Para ello se selecciona una región de longitudes de onda ($\Delta\lambda$) donde no exista respuesta luminiscente por parte del material y se promedia el valor del fondo en dicha región (ΔI), el cual posteriormente se sustrae del espectro completo para corregirlo. Este procedimiento se ha aplicado de manera automática en todo el conjunto de medidas realizadas.

Un ejemplo de la corrección del fondo en un espectro real se muestra en la Fig.3.14

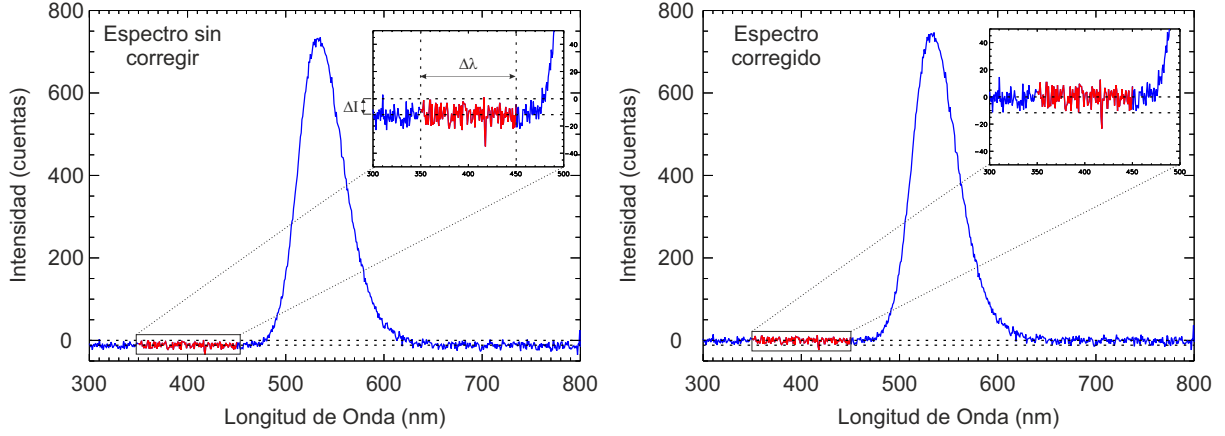


Figura 3.14: Método de corrección del fondo para el espectro de la muestra de TG-Green irradiado con iones de deuterio a 2 MeV a la temperatura de 100°C.

Nótese como tras la corrección la línea base del espectro se sitúa entorno a las cero cuentas.

Una vez que se tiene corregido los espectros del fondo se consideran las siguientes variables:

- $N_\gamma(\lambda_k) \equiv$ Número total de fotones de longitud de onda λ_k emitidos por el centelleador durante un intervalo de tiempo Δt .
- $N_\gamma^{FO}(\lambda_k) \equiv$ Número total de fotones con longitud de onda λ_k emitidos por el centelleador durante un intervalo de tiempo Δt que llegan a la fibra óptica. Como es lógico se verifica $N_\gamma(\lambda_k) > N_\gamma^{FO}(\lambda_k)$
- $N_{Cuentas}^{PC}(\lambda_k) \equiv$ Número total de cuentas registradas y corregidas en el espectro que están asociadas a los fotones con longitud de onda λ_k que atraviesan la CCD durante un intervalo de tiempo Δt .

Para obtener la relación entre el número de fotones que inciden sobre la entrada de la fibra óptica ($N_\gamma^{FO}(\lambda_k)$) y el número de cuentas registradas en el PC ($N_{Cuentas}^{PC}(\lambda)$) se debe hacer uso del espectro de calibración en rendimiento que se realizado con la lámpara calibrada de tungsteno. Una vez que los fotones llegan a la fibra deben propagarse por ella (atenuándose la señal por el hecho de que la transmisión de la fibra es una función de la longitud de onda), entrar en el espectrómetro (donde la slit de entrada juega también un papel importante en la atenuación de fotones mediante su geometría, haciendo que no todos los fotones que llegan al final de la fibra óptica puedan entrar en el espectrómetro) y ser procesados donde también pueden haber una perdidas inherentes al sistema del espectrómetro al separar el haz de fotones en sus respectivas componentes espectrales.

Finalmente la eficiencia cuántica de los pixeles del array del detector y el procesamiento electrónico pueden modificar la medida absoluta de la señal. Por tanto este espectro de calibración representa la calibración óptica del sistema de adquisición (fibra óptica + espectrómetro), proporcionando el factor correctivo para cada longitud de onda, denotado por $C_{orr}(\lambda_k)$. Al multiplicar cada espectro medido por el espectro de calibración, se obtiene un espectro que representa la energía total depositada en cada pixel del array:

$$E_{dep}(\lambda_k) = C_{orr}(\lambda_k) \cdot N_{Cuentas}^{PC}(\lambda_k)$$

Si consideramos que la energía de un fotón de longitud de onda λ_k es⁷ $\epsilon_\gamma(\lambda_k) = \frac{hc}{\lambda_k}$, el número de fotones de cada longitud de onda que han llegado a la entrada de la fibra se puede obtener dividiendo el espectro de energía depositada entre la energía de cada fotón a su correspondiente longitud de onda:

$$N_\gamma^{FO}(\lambda_k) = \frac{E_{dep}(\lambda_k)}{\epsilon_\gamma(\lambda_k) \cdot \Delta t} = \frac{1}{hc \cdot \Delta t} C_{orr}(\lambda_k) \cdot N_{Cuentas}^{PC}(\lambda_k) \cdot \lambda_k$$

En la expresión anterior se ha normalizado por el tiempo de integración para obtener la tasa de fotones que llegan a la fibra. La relación entre el número de fotones emitidos por la muestra y el número de fotones que llegan a la fibra óptica queda determinada por la geometría de adquisición de la luz. Si se considera que el material centelleador emite de forma isótropa ($\Omega_{emi} = 4\pi$), únicamente aquella porción de la emisión de luz que se encuentre dentro del ángulo sólido Ω sustentado por la entrada de la fibra óptica con respecto al centelleador será recogida por la fibra para poder transmitir el flujo luminoso. La fibra óptica se encuentra situada a una distancia $d \approx 242$ mm del centro del material luminoso y cuenta con un diámetro $\phi = 1$ mm. En todo momento se considera que la incidencia de los fotones emitidos es normal a la entrada de la fibra. Con esta corrección geométrica (independiente de la longitud de onda), la tasa de fotones a cada longitud de onda emitida por la muestra centelleadora viene dado según la expresión:

$$N_\gamma(\lambda_k) = \frac{4\pi}{\Omega} N_\gamma^{FO}(\lambda_k) = \frac{4\pi}{\Omega \cdot hc \cdot \Delta t} C_{orr}(\lambda_k) \cdot N_{Cuentas}^{PC}(\lambda_k) \cdot \lambda_k$$

⁷El producto de hc es ≈ 1240 eV nm

Por definición, el angulo solido Ω de un cono con ángulo en el vértice 2θ , es el área de un casquete esférico en una esfera unitaria, su valor se encuentra mediante el cálculo de la integral doble usando el elemento de superficie de la unidad en coordenadas esféricas:

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta' d\theta' d\phi = 2\pi [-\cos \theta']_0^\theta = 2\pi (1 - \cos \theta) \approx 2\pi \left(1 - \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)\right) \approx \pi\theta^2$$

en la expresión anterior se ha tenido en cuenta la aproximación para ángulos pequeños $\cos(\theta) \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$. Esta aproximación es válida considerando que la fuente emisora (centelleador) es puntual, en nuestro caso la distancia a la que se encuentra la fibra óptica con respecto al diámetro de la misma nos permite hacer esta aproximación. En el setup experimental tenemos que:

$$\Omega \approx \pi\theta^2 \approx \frac{\pi \phi^2}{4 d^2} = 1,34 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$$

Finalmente, para obtener la tasa absoluta de fotones emitidos se integra el espectro de la tasa de fotones dentro de una región de interés ($\text{ROI} \rightarrow \lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]$) definida para cada material.

$$\Gamma_{\text{fotones}} = \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} N_\gamma(\lambda) = \frac{4\pi}{\Omega \cdot hc \cdot \Delta t} \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} (\lambda \cdot N_{\text{Cuentas}}^{PC}(\lambda) \cdot C_{\text{corr}}(\lambda))$$

A continuación se muestra un ejemplo de los pasos explicados en el método de análisis para transformar el espectro original medido en la tasa de ionoluminiscencia (iones/s) emitidos por la muestra centelleadora (Fig.3.15). Una vez que se tiene determinada la tasa absoluta de fotones que está emitiendo la muestra centelleadora, el siguiente paso para el cálculo del rendimiento es la determinación de la tasa de iones que ha provocado dicha emisión, es decir el número de iones por unidad de tiempo incidentes en la muestra. La técnica de ionoluminiscencia es muy sensible a las variaciones de intensidad del haz de iones incidentes. Durante los experimentos de irradiación, lo aconsejable es que la intensidad de corriente sea lo más estable posible sin embargo el haz de iones puede sufrir fluctuaciones de intensidad (de hasta 1 nA) a lo largo de una medida. Estos cambios tienen un efecto directo sobre la cantidad de luz que emiten los materiales centelleadores y no deben confundirse con la variación de la cinética de emisión de los materiales analizados.

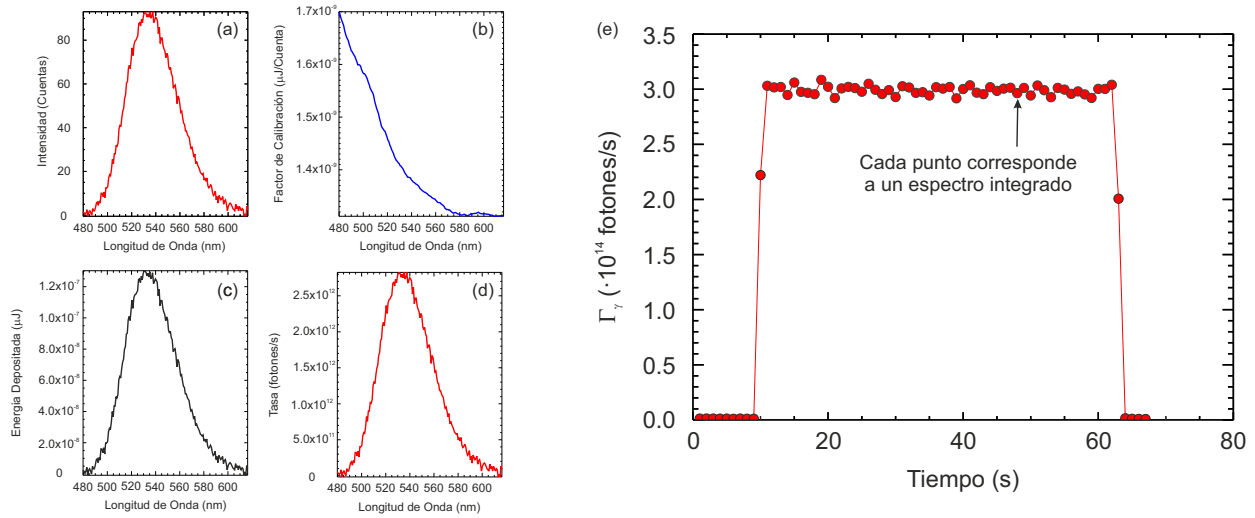


Figura 3.15: Esquema general para el cálculo de la tasa absoluta de fotones emitidas por una muestra centelleadora: (a) Espectro original de emisión de una muestra centelleadora obtenido con el espectrómetro durante un tiempo de integración Δt . (b) Espectro de calibración del espectrómetro en la ROI de la muestra, (c) Energía depositada para cada longitud de onda y (d) espectro absoluto de emisión de la muestra centelleadora que representa la tasa de fotones emitidos a cada longitud de onda. (e) Tasa absoluta de fotones emitidas por la muestra centelleadora. Cada punto experimental se obtiene de la integración del espectro de la tasa de fotones.

Por ello en los experimentos de IBIL es necesario monitorizar la evolución en tiempo real del haz de iones para determinar el rendimiento y además poder discriminar si una variación en la emisión de luz es consecuencia de una variación del haz o debidos a los daños por radiación. Durante las medidas de ionoluminiscencia a altas temperaturas no es posible una medida correcta de la intensidad de corriente del haz en el portamuestras de la cámara debido al efecto termoiónico como se discutió en el montaje experimental. La solución a este problema está en medir la intensidad del haz antes de que éste llegue a la cámara de vacío, como se muestra en el esquema de la Fig.3.16. En él se observa que antes de llegar a la cámara de vacío, el haz de iones pasa por dos recintos. En el primero de ellos tenemos un chopper rotatorio, un dispositivo que corta el haz un número de veces por segundo y el otro recinto es la cámara universal. De esta manera se puede medir la corriente del haz de forma paralela usando dos integradores de corriente, uno conectado al chopper y otro conectado a un portamuestras con huecos que se encuentra en la cámara universal. Este procedimiento de medida se basa en el hecho de que entre la cámara universal y la nueva cámara de ionoluminiscencia no hay pérdida de intensidad en el haz de iones, es decir $I_{Tamara} = I_{Universal}$, como se ha comprobado haciendo medidas en paralelo, a temperatura ambiente, entre ambas cámaras.

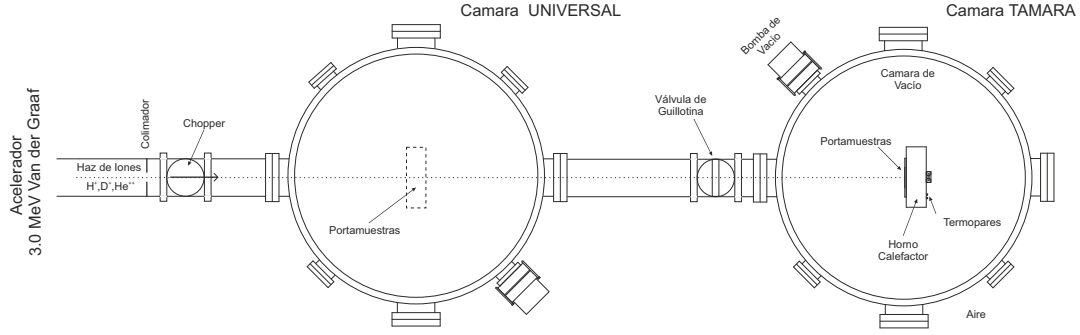


Figura 3.16: Montaje experimental para determinar la corriente del haz de iones que llega a la cámara TAMARA.

El método experimental para la medida de la intensidad, que hemos utilizado en este trabajo, es el siguiente:

1. En primer lugar, se deja pasar un número N preestablecido de pulsos, (cada uno con una carga $Q = 10^{-10}\text{C}$) hasta el portamuestras, situado en la cámara universal, y a la vez se mide el tiempo t que se tarda en detectar esos pulsos. Esto proporciona la una intensidad de haz que llega a la cámara universal

$$I_{Universal} = \frac{N \cdot Q}{t}$$

2. Simultáneamente a la medida anterior, el chopper, que se encuentra situado a la entrada de la cámara universal y polarizado a -50 V , está conectado a un integrador de corriente digital (modelo 439 de Ortec) que registra la corriente de haz que incide sobre el chopper, que será proporcional a la transmitida a la cámara universal. La intensidad registrada en el chopper durante esta medida se denomina $I_{Chopper}$.
3. Con los valores de intensidad que se obtienen del paso anterior, es posible establecer la proporcionalidad entre la intensidad medida en la cámara universal y la medida en el chopper.

$$\Upsilon = \frac{I_{Universal}}{I_{Chopper}}$$

4. A continuación, mediante un sistema de motores, se procede a mover el portamuestras de la cámara universal para que el haz pase por uno de los huecos presentes en el portamuestras y el haz consiga llegar hasta el centelleador que se pretende caracterizar, localizado en la cámara TAMARA.

En esta configuración, la intensidad del haz que llega al chopper $I_{Counter}$ es registrada en todo momento gracias a un sistema de adquisición de datos que permite monitorizar en tiempo real la corriente del haz en un ordenador, por lo que podemos conocer el flujo de iones que recibe la muestra centelleadora a partir de las medidas registradas en el chopper y utilizando el factor de proporcionalidad Υ .

Durante una medida real, la corriente de iones que llegan a la muestra centelleadora en la cámara TAMARA, se estimó a partir de la medida de la corriente en el chopper mediante la siguiente expresión:

$$I_{TAMARA} = \Upsilon \cdot I_{Counter} = \left(\frac{I_{Universal}}{I_{Chopper}} \right) \cdot I_{Counter}$$

Nótese que tanto $I_{Chopper}$ como $I_{Counter}$ se determinan en el chopper. Una vez que se determina correctamente la intensidad del haz de iones, la tasa de iones que están incidiendo en el material (iones/s) se obtiene de manera inmediata. Sabemos que la intensidad de corriente es el flujo de carga eléctrica por unidad de tiempo, de forma que a partir de la medida de la carga integrada, el número de iones por segundo que estas incidiendo sobre las muestras centelleadoras viene dado por la siguiente expresión:

$$\Gamma_{iones} \left[\frac{iones}{s} \right] = \frac{I_{centelleador}}{\eta |e|}$$

En esta expresión η es el estado de carga de los iones incidentes, e la carga del electrón ($1.602e^{-19}$ C), $I_{centelleador}$ es la intensidad de corriente del haz estimada. Una vez que se ha obtenido el número de fotones por unidad de tiempo emitidos por el centelleador y estimado el número de iones que por unidad de tiempo están impactando en el centellador, la expresión final para determinar el rendimiento absoluto de los centelleadores (número de fotones emitidos entre número de iones incidentes) viene dada por:

$$\epsilon \left[\frac{fotones}{ion} \right] = \frac{\langle \Gamma_{fotones} \rangle}{\langle \Gamma_{iones} \rangle}$$

En la Fig3.17 se muestra un ejemplo de la evolución temporal del número de iones por segundo del haz de iones incidiendo sobre una muestra centelleadora y la emisión de luz (fotones/s) emitida por la muestra centelleadora. En el ejemplo mostrado el rendimiento presenta un valor estimado de aproximadamente 20000 fotones/ion.

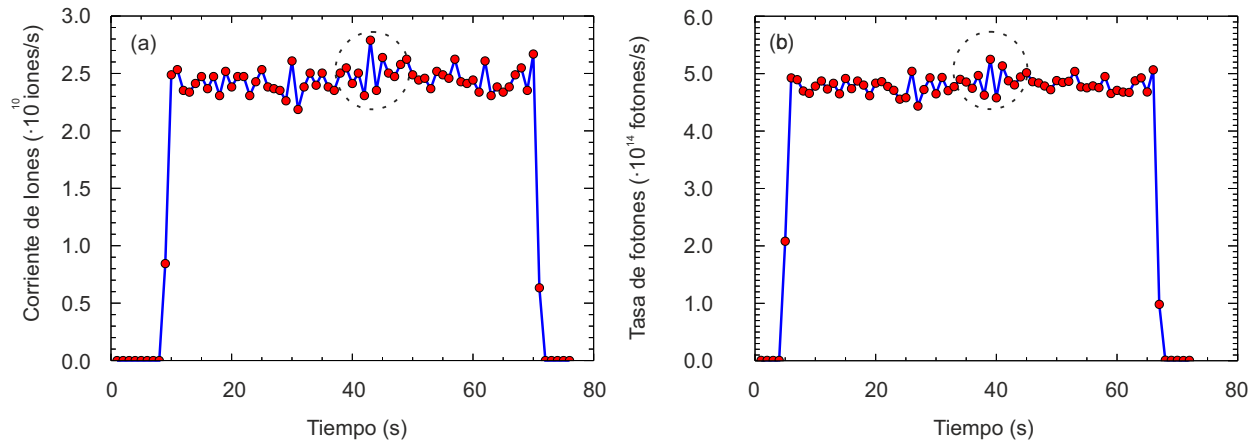


Figura 3.17: (a) Evolución temporal de la corriente medida durante un experimento de irradiación con H^+ . (b) Evolución temporal de la emisión luminiscente de la muestra centelleadora sometida a esa irradiación. Nótese (región discontinua negra en ambas figuras) como una fluctuación de la intensidad del haz está perfectamente correlacionada con un cambio en la emisión de luz por parte del material centelleador.

3.5. Resultados

3.5.1. Espectros de emisión de los materiales centelleadores

La caracterización de los materiales centelleadores bajo estudio: $SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$, $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ y $Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+}$ se llevaron a cabo en la cámara TAMARA con el set-up experimental descrito anteriormente. Las excitaciones y las medidas simultaneas de los espectros de emisión se han realizado mediante irradiación, en incidencia normal, con iones ligeros de H^+ , D^+ y He^{++} con energías entre 1-3.5 MeV a temperatura ambiente. Las dos primeras especies iónicas fueron seleccionadas por ser los iones más relevantes en los actuales dispositivos de fusión nuclear mientras que los núcleos de helio serán las partículas supratérmicas dominantes en reactores como ITER. Las intensidades de corriente de haz seleccionadas para irradiar las distintas muestras centelleadoras se mantuvo constante en torno a 1-2 nA para la determinación del rendimiento y evitar un posible calentamiento de la muestra. El haz de iones estaba limitado a un tamaño de 1 a 3 mm. En todos los casos analizados, se ajustó el espectrómetro con un tiempo de integración entre 0.2 y 2 s, dependiendo de la muestra para adquirir los espectros y se irradiaron durante tiempos cortos ($< 30s$) para evitar la disminución en la emisión de luz debido al daño iónico por lo que los espectros se mantenían estables. Con el fin de comprobar la reproducibilidad de nuestras mediciones en algunos test se ha realizado, al menos, dos irradiaciones en cada energía analizada.

La posición del centro del haz sobre el centelleador, para cada una de las medidas, se estableció en diferentes coordenadas para asegurar que el haz incidía sobre una zona no irradiada previamente. Como ejemplo, los espectros de luminiscencia excitados con un haz de protones a 1 MeV para las muestras analizadas se muestran en las siguientes figuras. La forma de los espectros (rango espectral) para cada material es idéntica independientemente de la especie iónica y energía utilizada para irradiar la muestra, siendo la intensidad del espectro lo que permite una comparación entre las distintas especies y las diferentes energías utilizadas en los tests. Los espectros de fondo fueron razonablemente pequeño en este set de medidas por lo que no ha sido necesario hacer correcciones sobre ellos. El primero de los espectros (Fig.3.18) que se presenta es el del material TG-Green.

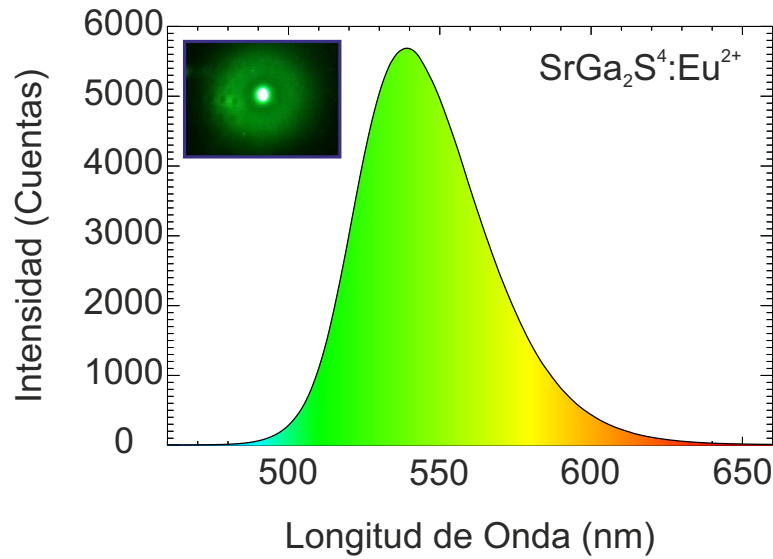


Figura 3.18: Espectro de la muestra TG-Green. Adjunto a la gráfica se puede observar una fotografía de la muestra emitiendo al ser irradiada con un haz de protones.

Como se puede observar, se trata de un espectro de emisión relativamente ancho que presenta un pico amplio alrededor de 539 nm (2.3 eV) con un ancho de emisión⁸ de 0.21 eV. Para determinar el rendimiento luminiscente, los espectros corregidos se han integrado en la región de interés definida para el TG-Green como $\lambda = [460, 660]$ nm.

⁸Los espectros de emisión se pueden representar en función de la longitud de onda o en función de la energía de los fotones emitidos siendo la relación entre ambas representaciones $I(\lambda)d\lambda = I(E)dE \rightarrow I(E) = \frac{\lambda^2}{hc} \cdot I(\lambda)$, de forma que los picos de emisión en su representación en energías presentan unas bandas de emisión que presentan un comportamiento de tipo gaussiano además de permitir realizar comparaciones entre las intensidades relativas entre sus picos de emisión.

El espectro de la muestra P56 (Fig.3.19 (a)) presenta diferentes bandas de emisión, con la emisión principal centrada alrededor de 611 nm (2.03 eV) con un ancho de emisión de 0.47 eV. Para determinar el rendimiento luminiscente, los espectros corregidos se han integrado en la región de interés $\lambda = [530, 720]$ nm. Finalmente el espectro asociado a la muestra P46 se muestra en la Fig.3.19 (b). Se puede observar que al igual que la muestra de TG-Green presenta un único pico de emisión ancho centrado en 550 nm (2.25) eV con un ancho de emisión de aproximadamente 0.01 eV y su región de interés se ha definido en el rango $\lambda = [350, 750]$ nm.

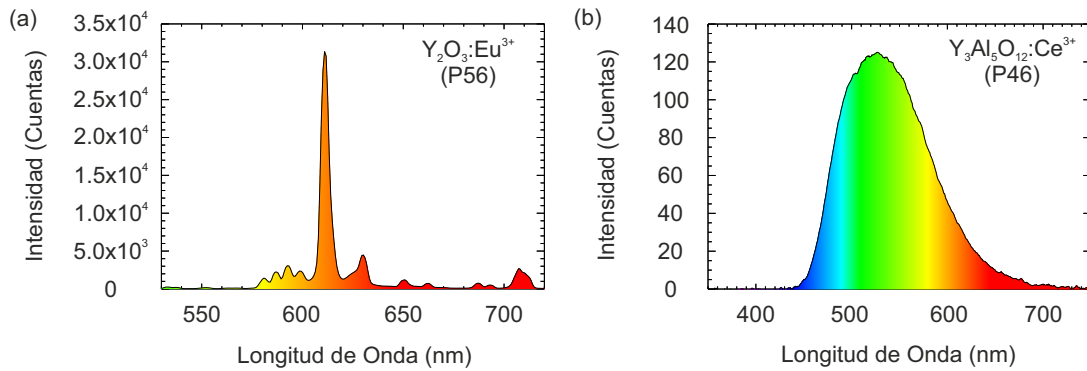


Figura 3.19: Espectros de ionoluminiscencia de dos de las muestras centelleadoras obtenidos al irradiarlas con un haz de protones a 1 MeV: (a) Muestra P56 y (b) Muestra P46.

En la figura 3.20 podemos encontrar una representación de los espectros normalizados de los distintos materiales centelleadores analizados en función de la longitud de onda (a) y en función de la energía (b).

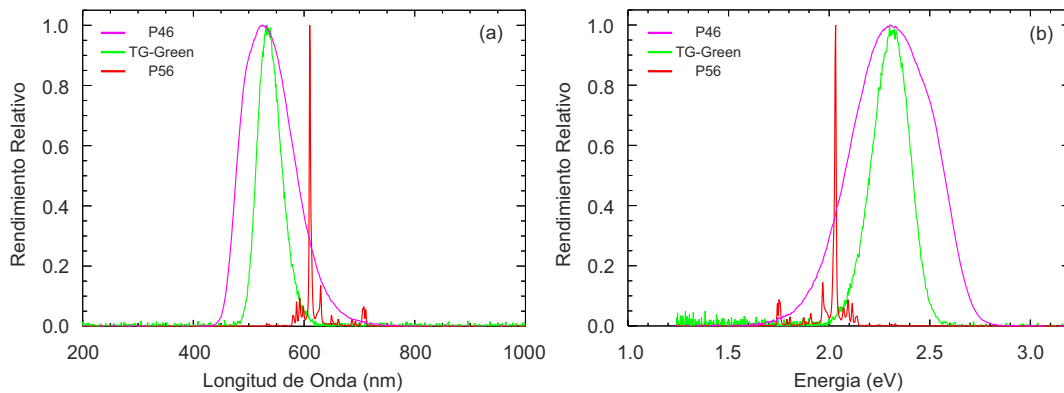


Figura 3.20: Espectros normalizados de los distintos materiales centelleadores bajo estudio.(a) Representación en longitud de onda y (b) Representación en energías. Nótese como algunos de ellos presentan una única banda de emisión mientras que el P56 presenta una estructura de bandas más compleja. Todos estos espectros se han adquirido con condiciones experimentales idénticas.

3.5.2. Composición y espesor de los materiales centelleadores mediante RBS

Las medidas del espesor y composición principal, lo que es fundamental para entender los resultados de la ionoluminiscencia, de las pantallas bajo estudio mediante la técnica de RBS se realizaron en la cámara universal utilizando protones a 3 MeV y a 5 MeV. Estas dos energías fueron necesarias debido a la gran diferencia entre los espesores de las muestras. Para estas medidas la intensidad del haz de protones se fijó en 10 nA y el haz presentaba un tamaño de 1 mm de diámetro. El espectro de energía de los iones dispersados se midió con un detector de Si de 300 mm^2 posicionado a 150° respecto a la dirección del haz incidente. Una lámina aluminizada de mylar de 10 μm de espesor se posicionó en la entrada del detector para evitar la luz emitida por los centelleadores (detector ciego) al ser irradiados. Los espectros de RBS se analizaron utilizando el código SIMNRA. En la Fig.3.21 se representa el espectro RBS experimental con la contribución correspondiente a cada elemento, junto con la simulación de mejor ajuste obtenida del código SIMNRA, para las muestras de TG-Green (TGa) y P56.

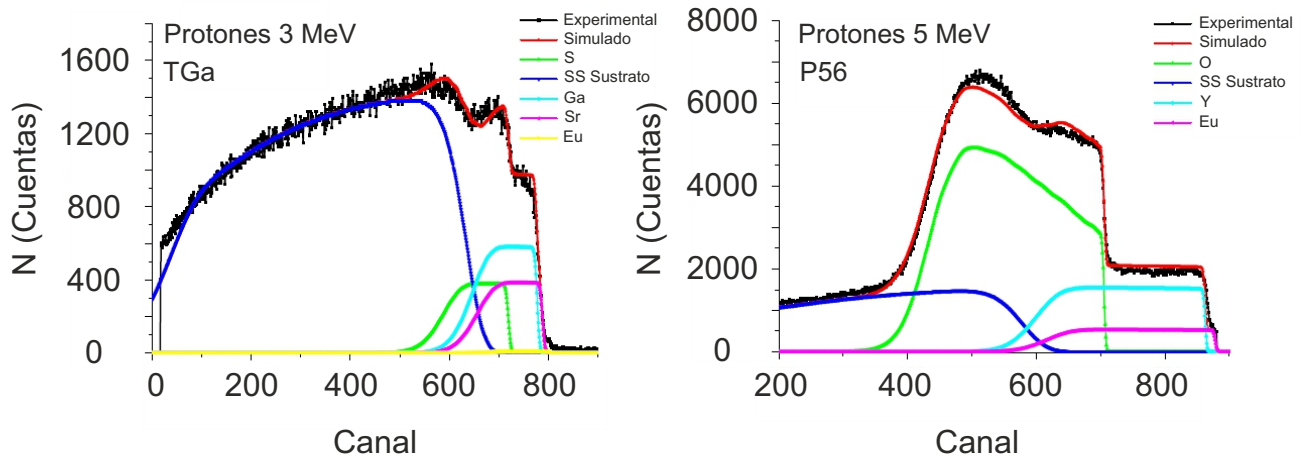


Figura 3.21: Espectros RBS para las películas TGa y P56.

Los espesores encontrados por RBS (en unidades de 10^{15} at/cm^2) para todas las muestras analizadas se muestran en la siguiente Tabla (3.2). Los valores del espesor físico se han calculado utilizando la densidad teórica suministrada por los proveedores de las muestras.

Centelleador	Espesor de RBS (10^{15} at/cm ²)	Espesor Físico (μm)
P46	34000	4.3
P56	165000	27.7
TGA	35000	9
TGB	154000	40

Cuadro 3.2: Espesores de las muestras centelleadoras obtenidos mediante RBS.

3.5.3. Composición de los materiales centelleadores mediante PIXE

Las medidas mediante la técnica PIXE se realizaron simultáneamente a las medidas de RBS con protones de 3 MeV. Para la detección de los rayos X emitidos se usó un detector de Si (Li). El espectro correspondiente a las muestra de TG-Green se muestra en la Fig.3.22(a). Además de las señales de los elementos principales del TG-Green (Sr, Ga y S), se pueden observar claramente los picos de Cr, Fe y Ni procedentes del sustrato de acero inoxidable sobre el que se encuentra depositado el material centelleador. La intensidad de los picos de los elementos principales indica que las muestras de TG-Green son delgadas, estando este resultado en acuerdo con los resultados obtenidos con RBS. Desafortunadamente, las líneas L de Eu se superponen con las líneas, mucho más intensas, del sustrato de acero, y difícilmente pueden usarse para cuantificar o incluso para evaluar la presencia de este elemento. La Fig.3.22(b) muestra el espectro PIXE para la muestra P56, en el espectro no se observan las señales correspondientes al sustrato de acero inoxidable, lo cual es identificativo de que esta muestra es mucho más gruesa que la de TG-Green, de nuevo de acuerdo con el resultado obtenido mediante RBS. También se puede observar que la intensidad de la línea Eu(M) para el centelleador P56 es, al igual que el TG-Green, baja.

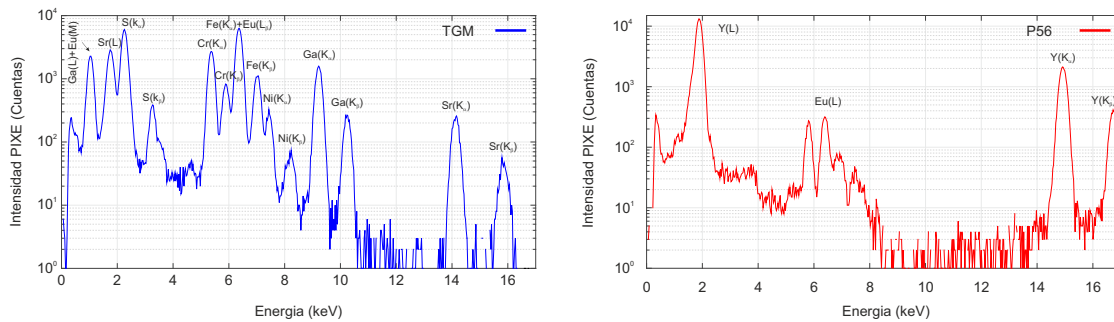


Figura 3.22: Espectros PIXE de las muestras analizadas: (a) Muestra TG-Green (b) Muestra P56.

Espesores de los centelleadores medidos en la microsonda

Los espectros de RBS mostrados en la sección anterior son complejos debido, entre otros factores, a la señal proveniente del sustrato de acero, que solapa parcialmente con las señales de los elementos de la capa, dificultando su análisis. Con objeto de realizar un estudio complementario del espesor de la muestra TG-Green, se realizaron medidas en la microsonda para confirmar el espesor estimado. En este experimento, la muestra fue irradiada con iones H^+ con energía de 1 MeV. La muestra se colocó transversalmente a la dirección de incidencia del haz de tal manera que el barrido se hiciese sobre un área de $100 \times 100 \mu\text{m}$ en el borde de la muestra centelleadora. Los mapas obtenidos mediante PIXE se observan en la siguiente figura (Fig.3.23). Gracias al mapa de la grid de Cu de la rejilla se estimó que el haz tenía un tamaño de aproximadamente $5 \mu\text{m}$.

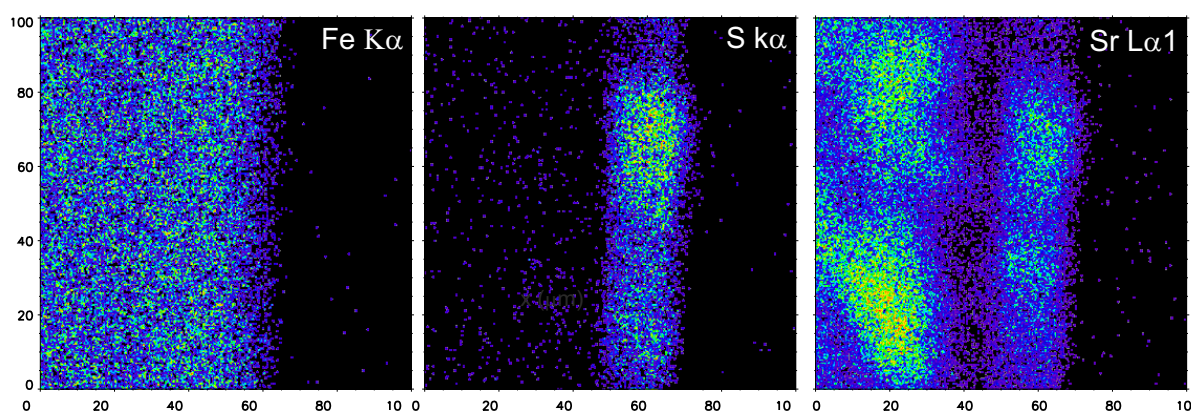


Figura 3.23: Mapas de rayos X en un barrido $100 \times 100 \mu\text{m}$ de la muestra de TG-Green. Se representan los mapas de las líneas $K_{\alpha 1}$ del Fe y del S y la línea $L_{\alpha 1}$ del Sr.

Para poder obtener el espesor de la muestra se realizó un perfil del mapa de intensidad para cada elemento. Los perfiles obtenidos se muestran en la siguiente figura (Fig.3.24). Gracias a los perfiles de los mapas y al ajuste gaussiano (se consideró como valor medio del espesor el FWHM asociado a los elementos de Sr y S) se estimó que la muestra estudiada tenía un espesor de unas $10 \mu\text{m}$, resultado que se encuentra en un buen acorde con el valor obtenido mediante RBS.

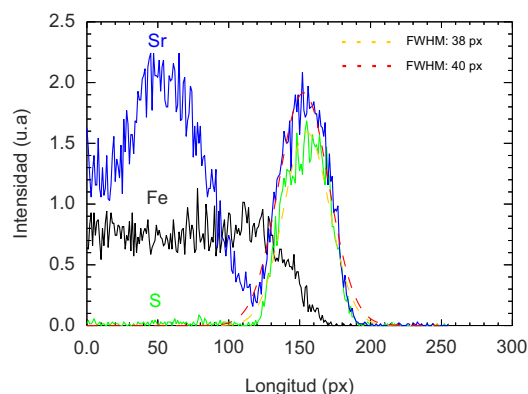


Figura 3.24: Perfiles de intensidad de los mapas de Fe, S y Sr. El ajuste gaussiano de las señales de S y Sr permiten estimar el espesor de la muestra.

3.5.4. Rendimiento de los materiales centelleadores a temperatura ambiente

En esta sección se presentan los valores obtenidos del rendimiento (número total de fotones emitidos por ion incidente) de las distintas muestras estudiadas. Para poder obtener un valor absoluto del rendimiento, todos los espectros se normalizaron por la intensidad de corriente del haz. Para cada energía, material y especie iónica, el rendimiento de las muestras centelleadoras fue obtenido mediante la integración del espectro en la región de interés definida para cada muestra centelleadora según se describió en el apartado del análisis numérico. Las siguientes figuras muestran el rendimiento experimental absoluto de ionoluminiscencia obtenido en función de la energía iónica para las especies utilizadas durante la irradiación: protones (Fig.3.25), deuterones Fig.(3.26) y partículas alfas (Fig.3.27) a temperatura ambiente.

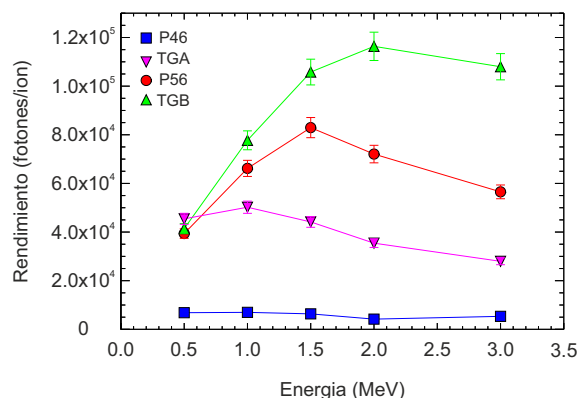


Figura 3.25: Rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en función de la energía del haz de iones para las diferentes muestras centelleadoras irradiadas con un haz de 1 nA de protones.

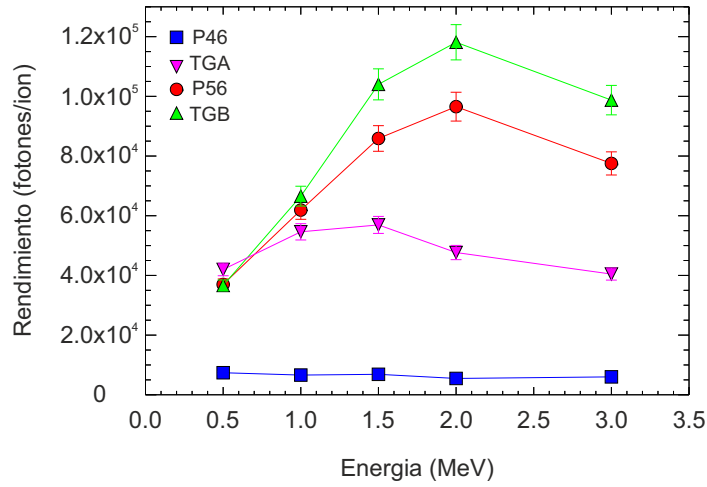


Figura 3.26: Rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en función de la energía del haz de iones para las diferentes muestras centelleadoras irradiadas con un haz de 1 nA de iones de deuterio.

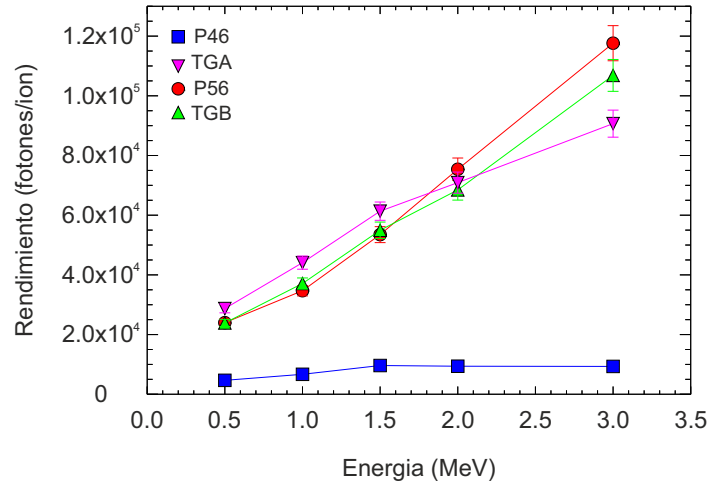


Figura 3.27: Rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en función de la energía del haz de iones para las diferentes muestras centelleadoras irradiadas con un haz de 1 nA de partículas alfas.

De los resultados experimentales podemos observar que la muestra TGB presenta la mayor eficiencia para protones e iones de deuterio mientras que para partículas alfas los rendimientos son muy similares para las muestras TGA, TGB y P56. Por otro lado, el P46 es el centelleador que muestra la menor eficiencia de todas las muestras analizadas, con una respuesta luminiscente de uno o dos órdenes de magnitud más pequeña en comparación con los otros materiales. Los rendimientos de ionoluminiscencia para los tres tipos de iones utilizados se encuentran en el rango de 4×10^4 a 1×10^5 fotones/ion para las muestras TGA, TGB y P56.

Sin embargo, el comportamiento con la energía del haz no es el mismo para todas las especies, obteniéndose que para las particular alfas el rendimiento siempre aumenta con la energía en el rango energético estudiado, mientras que para las pruebas realizadas con protones y deuterones la respuesta disminuye para la irradiación con las energías más altas.

3.5.5. Interpretación de los resultados del rendimiento: El modelo de Birk

En el trabajo llevado a cabo por Boivin et al se establece que el rendimiento de los materiales luminiscentes al bombardeo iónico es proporcional a la energía depositada (E_{dep}) por los iones incidentes, es decir $\frac{dY}{dx} = S \frac{dE}{dx} \rightarrow Y \propto E_{dep}$. En esta expresión, dY representa la cantidad de luz producida al recorrer la partícula cargada un tramo diferencial de longitud dx dentro del material, $\frac{dE}{dx}$ es el poder de frenado de los iones incidentes al ir atravesando el material, es decir la pérdida de energía del ion por unidad de longitud recorrida debida a las colisiones y S es una constante de proporcionalidad. Los resultados experimentales obtenidos en esta tesis muestran, sin embargo, que para una deposición de energía concreta dentro del material, se obtienen mayores rendimientos para las partículas que presentan un menor poder de frenado. Este resultado pone de manifiesto que no solo es importante la cantidad de energía que se entrega al material en su excitación sino también como se deposita esta energía. En la Fig.3.28 se puede observar como partículas alfas de 570 keV incidiendo sobre el TG-Green presentan un rango⁹ de $2.5 \mu m$, por lo cual se frenan dentro del material y ceden toda su energía mientras que iones de deuterio a 1.5 MeV logran atravesar el espesor del material, cediendo únicamente una fracción de su energía. De nuestros resultados experimentales, podemos observar que el rendimiento en ambos casos es diferente y, sin embargo, la energía depositada por ambas especies es la misma. La conclusión que se extrae del hecho de que partículas con mayor poder de frenado reduzcan la emisión de luz para una energía depositada es que las partículas más ionizantes producen un daño progresivo del centelleador, dando lugar a un quenching que inhibe la emisión de luz. Teniendo en cuenta los resultados anteriores y con el fin de determinar las curvas generales absolutas de ionoluminiscencia para todos las especies iónicas y todas las energías, se ha adaptado los resultados experimentales del rendimiento a un modelo teórico con el objetivo de hacer predicciones. Existen varios modelos de ionoluminiscencia reportados en la literatura para calcular la respuesta luminiscente (fotones/ion) de los materiales centelleadores bajo irradiación con partículas cargadas.

⁹El poder de frenado así como el rango de los iones en la materia se han obtenido mediante simulaciones con el código SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter).

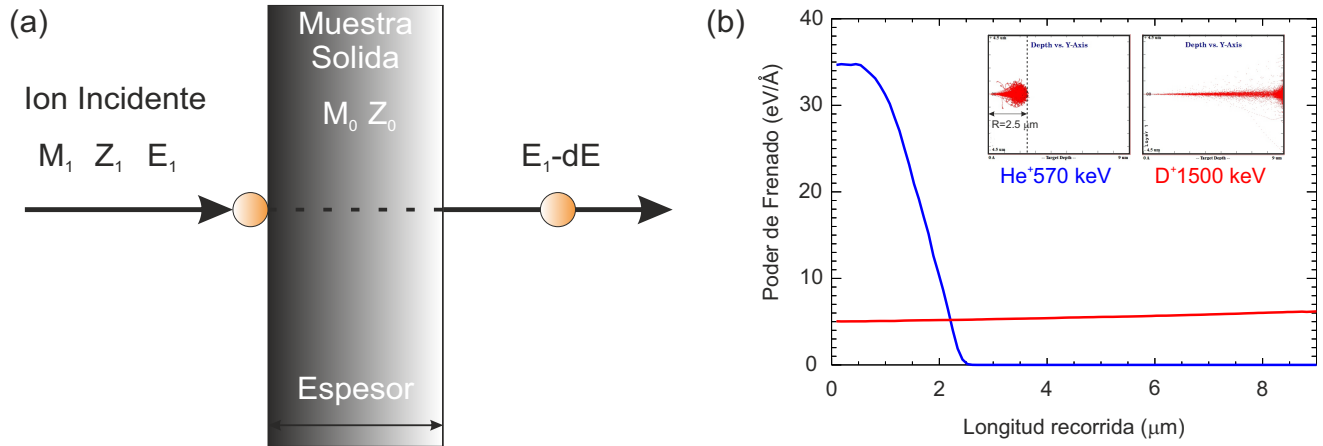


Figura 3.28: (a) Partículas cargadas de energía E_1 que atraviesan un medido material salen con energía $E_2 < E_1$. (b) Poder de frenado en función de la longitud recorrida para iones de deuterio a 1.5 MeV (azul) y partículas alfas a 0.57 MeV (rojo) incidiendo sobre la muestra de TG-Green de $9 \mu\text{m}$. En los recuadros se puede observar la distribución de iones para cada una de las especies.

Aunque una descripción teórica del fenómeno de la ionoluminiscencia es un proceso complejo todos estos modelos tienen en común que la emisión de luz de los materiales presenta una dependencia con la energía depositada por la partícula a través del poder de frenado e intentan describir los distintos mecanismos de quenching presentes en el material. Uno de los primeros modelos desarrollados, que constituye el modelo más simple y popular, es el modelo de Birk:

$$\frac{dY}{dx} = S \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}}$$

En dicho modelo Birk estableció que la emisión de luz se basa en un compromiso entre el número de excitaciones generadas por la radiación incidente (que presenta cierta dependencia con la energía depositada) y aquellos mecanismos de daño de las moléculas del material que se materializan en procesos en los que la desexcitación no lleva asociada la emisión de radiación electromagnética tras haber sido ionizado el material centelleador por el paso de las partículas cargadas. En esta expresión, dY representa la cantidad de luz producida al recorrer la partícula cargada un tramo diferencial de longitud dx , $\frac{dE}{dx}$ es el poder de frenado de los iones incidentes al ir atravesando el material, S es una constante que expresa la eficiencia absoluta del centelleador y k_B es un término no lineal que tiene en cuenta aquellos procesos que inhiben la emisión de luz (quenching).

Como puede observarse del modelo, la respuesta luminiscente de los materiales centelleadores no es lineal con la energía y no depende exclusivamente de la energía depositada por el ion al atravesar el material. Aunque este método se definió originalmente para los centelleadores orgánicos, varias obras apoyan el uso y la validez de esta regla para otros tipos de centelleadores. El rendimiento luminoso total generado por una partícula viene dado por la integración de la ecuación del modelo de Birk:

$$Y = \int_0^L \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dx$$

Para poder encontrar los valores de S y k_B para cada material y poder obtener el rendimiento con iones a bajas energías, se ha realizado un ajuste del modelo al conjunto de datos experimentales en el rango de energías del MeV bajo las siguientes asunciones:

- En el caso de que el poder de frenado de los iones incidentes sea pequeño, la expresión del modelo de Birk, se puede simplificar a la expresión:

$$\frac{dY}{dx} \approx S \frac{dE}{dx} \rightarrow Y = \int_0^\Delta S \frac{dE}{dx} dx = S E_{dep}$$

donde Δ es la distancia recorrida por el ion dentro del material y que, después del proceso de integración, relaciona el rendimiento luminiscente con la energía depositada en la muestra. Se puede observar que para poderes de frenado bajos el rendimiento luminiscente es directamente proporcional a la energía depositada por el ion. De nuestro conjunto de datos experimentales, las partículas cargadas que presentan el menor poder de frenado son los protones a 3 MeV, de modo que la constante S del modelo de Birk se obtiene, en primera aproximación, utilizando los valores de rendimiento de ionoluminiscencia para ese valor de energía con protones.

- Por otro lado, del conjunto de datos experimentales, las partículas que presentan el mayor poder de ionización son los núcleos de He con energías de 575 keV, con un poder de frenado grande la fórmula de Birk se puede simplificar como:

$$\frac{dY}{dx} \approx \frac{S}{k_B} \rightarrow Y = \int_0^\Delta \frac{S}{k_B} dx = \frac{S}{k_B} \Delta$$

donde Δ es la distancia recorrida por el ion dentro del material.

De las expresiones anteriores se puede observar que los parámetros S y k_B del modelo se pueden obtener conociendo la distancia recorrida por los iones en los materiales analizados y la energía depositada en los mismos. Para obtener los valores del rango de los iones en la materia en función de la energía, simulaciones con el código SRIM se han llevado a cabo para las muestras analizadas y todas las especies iónicas utilizando la composición y los espesores encontrados por RBS y la microsonda. En cada caso, se ha obtenido el poder de frenado $\frac{dE}{dx}$ usando SRIM, y mediante integración, el rango se puede obtener como:

$$R = - \int_0^E \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE$$

En la expresión anterior, R es el rango del ion, y E la energía incidente. En la Fig.3.29 se muestran los resultados obtenidos para el TG-Green:

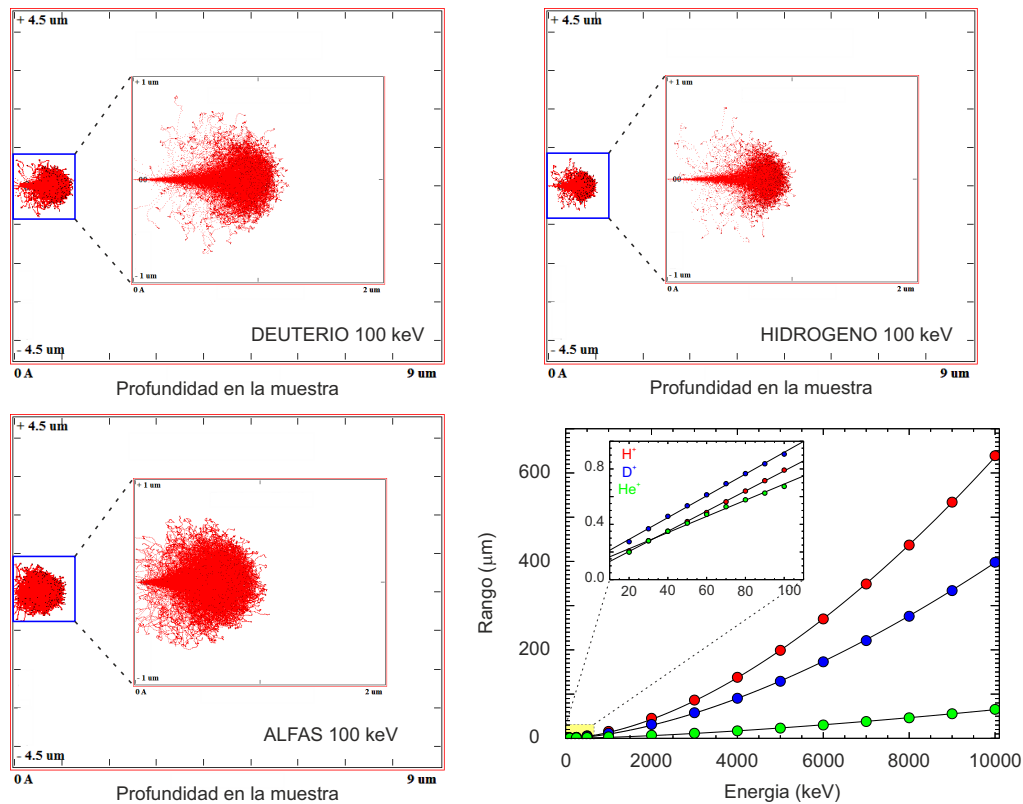


Figura 3.29: Distribución de 5000 iones con energía de 100 keV que han incidido normalmente sobre la muestra de TG-Green. La simulación se realizó con el código SRIM para (a) deuterio, (b) protones y (c) partículas alfas. La grafica (d) muestra la dependencia del rango de los iones en el material en función de energía inicial.

Se observa que las partículas alfas son las más ionizantes ya que al perder mayor cantidad de energía que el resto de las especies iónicas se frenan antes y por tanto son las que presentan un rango más pequeño para las energías de inyección consideradas. Los protones y los iones de deuterio de deuterio presentan un recorrido mayor dentro del material. Mediante simulaciones con SRIM también se han estudiado la energía depositada en función de la energía incidente para todas las especies iónicas y todos los materiales estudiados en este trabajo. Por definición, la energía depositada por un ion en una muestra viene definida por $E_{dep} = -\int_0^{\Delta} \frac{dE}{dx} dx$. En el modelo de Birk se observó que la energía depositada era uno de los parámetros que se debía cuantificar, y este a su vez depende del espesor del material. En la Fig.3.30 se presenta los valores de la energía depositada en función de la energía incidente por todas las especies sobre el TG-Green de $9\mu m$.

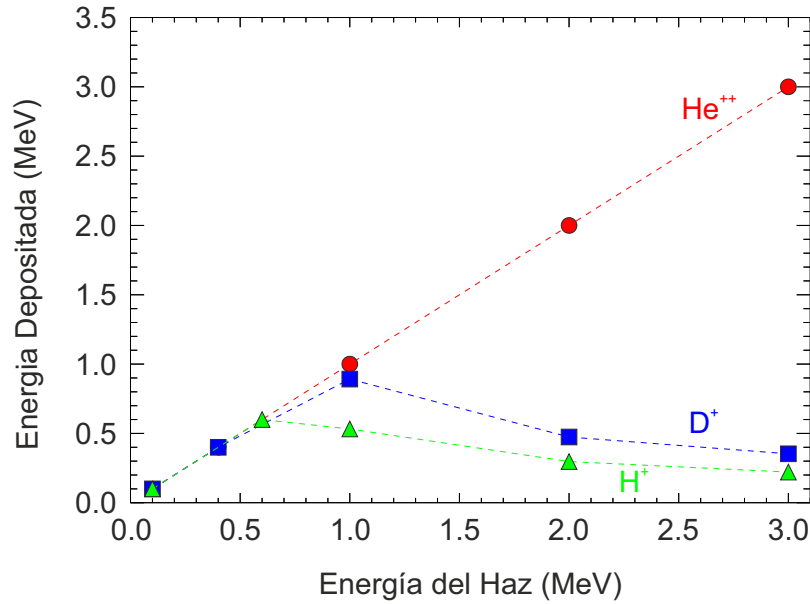


Figura 3.30: Energía depositada en el medio en función de la energía de los iones incidentes en la muestra TG-Green. Se presentan los resultados para las tres especies iónicas usadas en los test de irradiación.

Como se puede observar existe un rango de energías que van desde el origen de energías hasta aproximadamente 0.6 MeV donde las tres especies iónicas depositan toda su energía en el material centelleador. A partir de 0.6 MeV se muestra que para iones H⁺ la energía depositada va disminuyendo a medida que aumenta la energía, esto pone de manifiesto que a energías superiores a aproximadamente 0.6 MeV los protones son capaces de atravesar el espesor del material y por tanto no depositan toda su energía.

En el caso de los iones de deuterio el comportamiento lineal desaparece para energías superiores a aproximadamente 1 MeV, mientras que en el caso de las partículas alfas, dada el espesor del centelleador y el rango de energías estudiado no llegan a atravesar el material centelleador y por tanto depositan toda su energía en el material, lo cual queda puesto de manifiesto en el comportamiento lineal de la energía depositada en todo el rango de energías. En el resto de las muestras centelleadoras analizadas se encontró que todas las muestras son lo suficientemente gruesas para detener completamente las partículas alfas en el rango de energías analizadas lo cual explica el aumento continuo del rendimiento de ionoluminiscencia que se observa en la Fig.3.27. A medida que aumenta la energía de los iones incidentes sobre el material, estos son capaces de penetrar a mayor profundidad en el centelleador y esto permite activar un mayor número de centros de luminiscencia para emitir fotones. Como resultado, el rendimiento presenta un aumento con la energía. Sin embargo, para protones y deuterones, dependiendo de su energía, pueden penetrar a través de la toda la muestra y se detienen en el sustrato de acero inoxidable, lo cual explica que a partir de una determinada energía se atravesase el material, la energía depositada sea menor lo que conduce a una menor eficiencia del rendimiento de la ionoluminiscencia. En la Tabla 3.3 se recopilan los resultados para S y k_B obtenidos para todos los materiales analizados.

Muestra	P46	P56	TGa	TGb
$S \left(\frac{\gamma}{\text{ioneV}} \right)$	0.051	0.083	0.179	0.100
$k_B \left(\frac{10^{15} \text{at}}{\text{cm}^2 \text{eV}} \right)$	0.13	0.03	0.05	0.03

Cuadro 3.3: Valores de los parámetros S y k_B del modelo de Birk obtenidos a partir del ajuste de nuestros datos experimentales.

Como ejemplo, en las Fig.3.31 se muestran los rendimientos experimentales frente a la energía de los iones para las muestras TGa y TGb junto a sus resultados teóricos calculados con el modelo de Birk para las distintas especies iónicas. Para obtener el rendimiento teórico, el modelo de Birk se ha integrado a lo largo de la trayectoria del ion para cada energía, teniendo en cuenta el espesor de la muestra y su poder de frenado. En general, para las muestras de P46, TGa y TGb los rendimientos ionoluminiscentes para todas las especies iónicas y las energías analizadas se pueden reproducir mediante el modelo de Birk con una diferencia inferior al 10 % (valor medio). Para la muestra P56, el modelo de Birk no reproduce con exactitud todos los valores experimentales aunque para protones y deuterones los resultados son similares a los de los otros centelleadores. Finalmente para el caso de las partículas alfas los datos calculados presentan una sobrestimación de aproximadamente el 30 % respecto a los resultados experimentales.

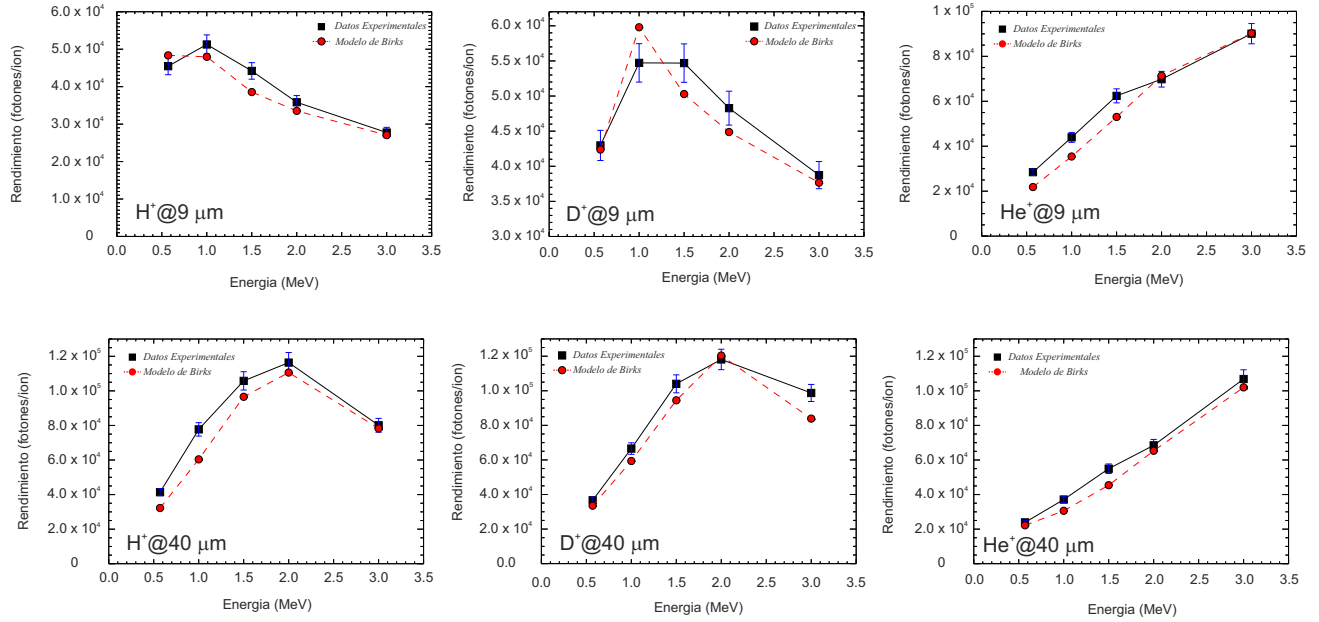


Figura 3.31: Rendimiento experimental (negro) y calculado (rojo) mediante el modelo de Birk para protones, deuterio y partículas alfas de las muestras centelleadoras TGa ($9\mu\text{m}$) y TGb ($40\mu\text{m}$). Las barras de errores asociadas a los datos experimentales son del 5 % ($\approx 1\sigma$).

En resumen el rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en términos de fotones por ion puede ser bien reproducidos usando la ley de Birk para los fósforos P46, P56 y ambos TG-Green para protones, deuterones y partículas alfa en el rango de energías entre 575 keV y 3 MeV gracias a los parámetros S y k_B obtenidos. Se encontró que el rendimiento no es lineal con la energía depositada en los materiales. Por lo tanto, este modelo puede emplearse para predecir la respuesta ionoluminiscente de las muestras para otros iones y/o energías de interés, como por ejemplo haces con energía alrededor de 100 keV que constituyen un límite superior para las energías de los iones rápidos con los que se puede poblar el plasma gracias al calentamiento mediante haces de inyectores neutros en AUG y cuyas energías no son accesibles en nuestro acelerador. A parte de las circunstancias que se han comentado anteriormente, existe una razón de peso para el ajuste de los datos experimentales a un modelo teórico. Debido a las características físicas del acelerador tándem del CNA, no ha sido posible realizar medidas del rendimiento con energías inferiores a 100 keV (energía típica de los iones rápidos generados por los inyectores de haces neutros en AUG). A energías tan bajas, la inestabilidad del terminal y las fluctuaciones de la corriente del haz de iones no permiten realizar medidas de ionoluminiscencia de manera controlable y/o reproducible.

3.5.6. Rendimiento de los materiales centelleadores en función de la temperatura

Los espectros de ionoluminiscencia de los dos centelleadores estudiados se tomaron irradiando las muestras con diferentes especies iónicas, en un rango de energías de 1 MeV a 3.5 MeV y bajo diferentes temperaturas de operación (hasta 500°C). En todos los casos analizados, se ajustó el espectrómetro con tiempo de integración de 1s para adquirir los espectros. Para poder obtener un valor absoluto del rendimiento todos los espectros se normalizaron por la intensidad de corriente del haz. Las mediciones se realizaron cuando el centelleador se estabilizó a la temperatura de operación y antes de que el rendimiento de la luz comenzara a degradarse. La Fig.3.32 y la Fig.3.33 muestran los espectros medidos para el centelleador TG-Green y P56, respectivamente, al ser excitados con un haz de deuterio de 3 MeV para diferentes temperaturas. En las figuras anteriores, los espectros se

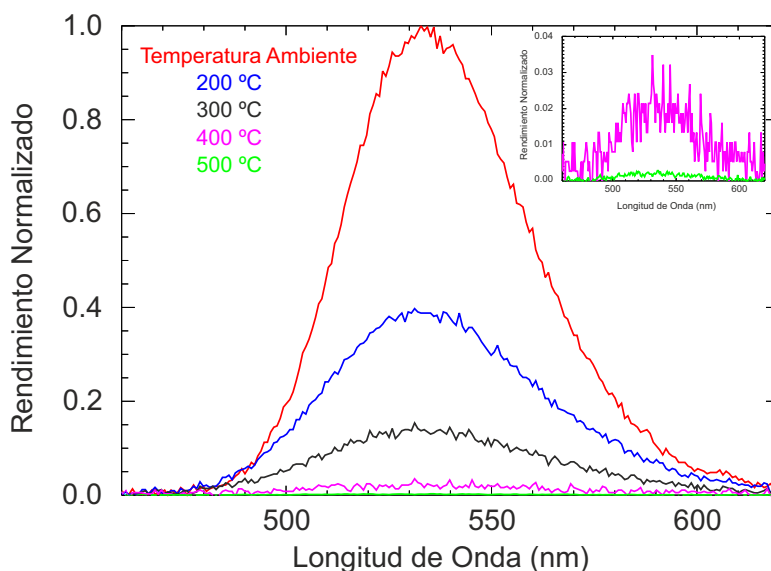


Figura 3.32: Espectros de ionoluminiscencia normalizados del centelleador TG-Green para diferentes temperaturas de funcionamiento entre la temperatura ambiente y 500°C.

encuentran normalizados con respecto al máximo del espectro de emisión a temperatura ambiente. Para el material TG-Green, se puede observar que la emisión de luz disminuye rápidamente con la temperatura de operación. En todos los casos, el espectro medido presenta un pico amplio alrededor de 535 nm (2.32 eV) a temperatura ambiente y no se observó desplazamiento en la longitud de onda del máximo de emisión con el aumento de la temperatura de operación. Esto es indicativo de que la temperatura no afecta a la configuración de los niveles de energía de la banda prohibida (gap) de la muestra.

Se observaron resultados similares para la irradiación con protones y partículas alfa. El espectro de la muestra P56 presenta diferentes bandas de emisión, con la emisión principal centrada alrededor de 611 nm (2.03 eV). Su rendimiento luminiscente también presenta una disminución gradual con la temperatura para todas las bandas (se ha comprobado que todas las bandas de emisión disminuyen por igual, es decir presentan el mismo mecanismo de quenching térmico), pero la disminución es menos pronunciada que para el centelleador TG-Green. En todos los casos analizados, el rendimiento absoluto se calculó integrando los espectros en la ROI definida para cada centelleador tal como se realizó a temperatura ambiente. Para una mejor comprensión del comportamiento de la respuesta luminiscente con la temperatura, se definió un parámetro experimental que representa la relación experimental entre el rendimiento a diferentes temperaturas (ϵ_T) con respecto a la temperatura ambiente (ϵ_{RT}) para el TG-Green y el centelleador P56.

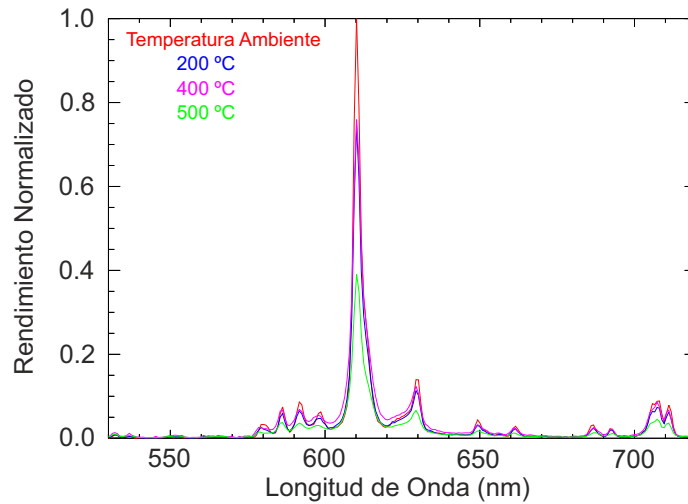


Figura 3.33: Espectros de ionoluminiscencia normalizados del centelleador P56 para diferentes temperaturas de funcionamiento entre temperatura ambiente y 500°C.

$$\kappa = \frac{\epsilon_T}{\epsilon_{RT}}$$

Los resultados generales de los valores del parámetro κ en función de la temperatura de operación se encuentran recogidos en la Tabla 3.4 para el TG-Green y en la Tabla 3.5 para el P56 cuando se irradian con protones e iones de deuterio a energías entre 0.5-3 MeV y para partículas alfas con una energía de 3.5 MeV. Se ha comprobado que, dentro del rango de energía explorado en este trabajo, el cociente entre el rendimiento a diferentes temperaturas y el rendimiento a temperatura ambiente es aproximadamente independiente de la energía de la especie iónica utilizada aunque si presenta una ligera dependencia con la masa iónica utilizada para la irradiación.

Ion	$\kappa_{200^\circ C} (\%)$	$\kappa_{300^\circ C} (\%)$	$\kappa_{400^\circ C} (\%)$	$\kappa_{500^\circ C} (\%)$
H_1^+	47 ± 12	10 ± 3	1.3 ± 0.3	0.10 ± 0.03
H_2^+	41 ± 10	10 ± 3	1.8 ± 0.4	0.20 ± 0.05
He_4^{++}	30 ± 7	10 ± 3	1.7 ± 0.4	0.20 ± 0.05

Cuadro 3.4: Dependencia del parámetro κ para el TG-Green con diferentes especies iónicas y temperaturas.

Ion	$\kappa_{200^\circ C} (\%)$	$\kappa_{300^\circ C} (\%)$	$\kappa_{400^\circ C} (\%)$	$\kappa_{500^\circ C} (\%)$
H_1^+	80 ± 20	80 ± 20	50 ± 13	20 ± 5
H_2^+	80 ± 20	70 ± 18	50 ± 13	40 ± 10
He_4^{++}	52 ± 13	42 ± 11	40 ± 9	30 ± 7

Cuadro 3.5: Dependencia del parámetro κ para el P56 con diferentes especies iónicas y temperaturas.

Como ejemplo, se muestra una representación grafica (Fig.3.34) del valor κ para la muestra TG-Green irradiada con iones de D^+ a diferentes energías.

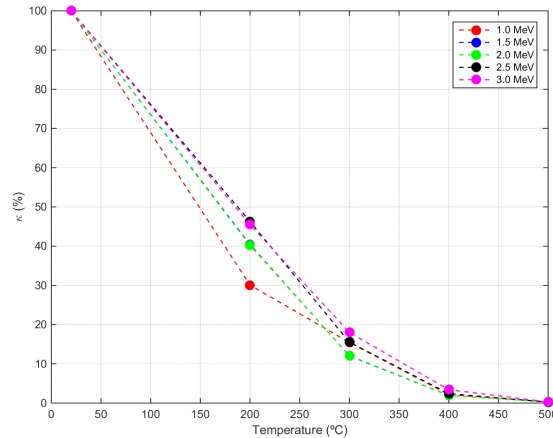


Figura 3.34: Dependencia normalizada del rendimiento del material TG-Green bajo irradiación con iones de deuterio en función de la temperatura para distintas energías.

Los valores presentados en la 3.4 y la 3.5 corresponden a los valores medios obtenidos para todas las energías a una temperatura dada y los errores incluyen la desviación estándar y la incertidumbre experimental de todas las medidas. Por lo tanto, teniendo en cuenta el error experimental, el parámetro κ se puede considerar, como una buena aproximación, independiente de la energía iónica.

De los resultados presentados en las tablas, se puede observar que la temperatura necesaria para reducir la eficiencia un factor del 50 % respecto al rendimiento a temperatura ambiente es de aproximadamente unos 200°C para la muestra de TG-Green y 400°C para la muestra de P56. En general, los mecanismos de quenching térmico de un fosforo que explican la respuesta con la temperatura observada constituyen un fenómeno complejo que depende del material analizado y de la radiación ionizante (electrones, UV, rayos X, iones, ...) utilizada para excitar la emisión de luz y no se encuentra dentro de los objetivos de esta tesis, que se centra en el uso práctico de estos centelleadores como elementos pasivos en detectores de fusión. Sin embargo, se ha realizado una comparación de nuestros resultados experimentales. Uno de los objetivos conseguidos en este trabajo ha sido extender la respuesta luminiscente a un rango de temperaturas mayor que los datos existentes en la literatura para fotoluminiscencia y los resultados analizados muestran una tendencia muy similar del comportamiento con la temperatura independientemente de la fuente de excitación (iones o fotones), lo que sugiere un mecanismo de inhibición de emisión de la luz similar para todas las bandas en el intervalo de longitud de onda de 450-720 nm. Uno de las conclusiones más importantes que se contemplan en la tabla 3.4 es que el rendimiento del TG-Green decae drásticamente a temperaturas superiores a 400°C lo cual limita su posible uso en ITER si no se implementa a el detector algún sistema de refrigeración de la muestra. El rendimiento de la muestra de P56 sin embargo se mantiene a un nivel considerable incluso a temperaturas cercanas a 500°C.

3.5.7. Degradación de los materiales centelleadores a temperatura ambiente

En los actuales dispositivos de fusión nuclear equipados con detectores FILD, los materiales centelleadores trabajan en entornos de altos niveles de radiación y temperaturas (desde temperatura ambiente hasta 200°C). Durante su operación en ITER, se estima que los centelleadores instalados en los detectores FILD sufrirán un elevado flujo de partículas alfas en el rango de 10^{12} a 10^{13} iones/cm²s y además se verán sometidos a temperaturas de operación cercanas a los 300°C. Por este motivo es importante realizar un estudio sobre el deterioro de la emisión de luz de los centelleadores como consecuencia del daño iónico a diferentes temperaturas para hacerlo relevante para los dispositivos actuales de fusión de mayor tamaño y poder mejorar las capacidades de predicción para los futuros dispositivos tales como ITER o DEMO. La degradación de la luminiscencia puede atribuirse a muchos factores, algunos de los cuales están relacionados con el tipo de material centelleador (composición química), la carga acumulada por el material tras un cierto tiempo de ser irradiado y por la energía de bombardeo de las partículas.

Lo habitual en los estudios de la degradación por iones es indiciar la fluencia absorbida por las pantallas luminiscentes en lugar del tiempo de irradiación, ya que es una medida más directa de la cantidad de carga que incide sobre la muestra dado que la corriente del haz de iones no permanece constante durante el periodo de irradiación. En estas medidas, la fluencia F se define como el número total de iones por unidad de superficie que han incidido sobre el material centelleador durante un tiempo determinado. Conocida la carga total integrada ΔQ (obtenida a través de la medida de la evolución temporal de la intensidad de corriente I obtenida con el integrador de corriente), el tipo de ion (a través de su estado de carga η) y el diámetro de colimador (ϕ) que determina el tamaño del haz (S_{haz}), esta se expresa como:

$$F = \frac{N_{ions}}{S_{haz}} = \frac{\Delta Q}{\eta e S_{haz}} = \frac{4}{\pi |e| \eta \phi^2} \int_0^t I(t') dt'$$

donde e es la carga del electrón. En una primera campaña experimental a temperatura ambiente, las muestras fueron irradiadas con un haz monoenergético de iones de deuterio a 2 MeV, con una intensidad de corriente entre 10-30 nA y un flujo de iones de $10^{13} \text{ p/cm}^2\text{s}$ y se estudió la evolución temporal de la respuesta luminiscente en función de la fluencia. En todo el set de medidas, las muestras se irradiaron durante periodos de irradiación de pocos segundos hasta 250 s, los espectros se tomaron con un tiempo de integración que variaba entre 0.1-1.0 s y se normalizaron por la intensidad de corriente del haz y el tiempo de integración del espectrómetro. Las Fig 3.35 (a) y Fig.3.35 (b) muestran la evolución de los espectros de luminiscencia de las muestras, TG-Green y P56 respectivamente, al ser irradiadas en las condiciones experimentales descritas anteriormente a temperatura ambiente para varios instantes de tiempo posteriores al inicio de la irradiación.

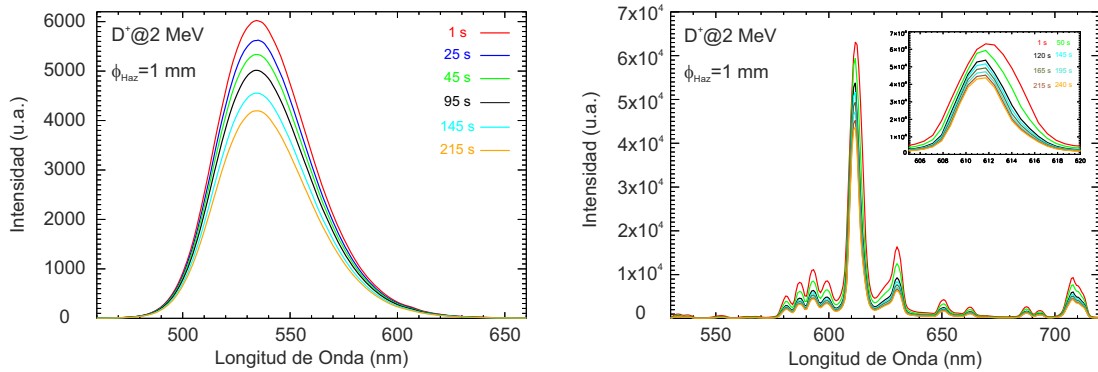


Figura 3.35: Espectros de emisión a temperatura ambiente de dos muestras centelleadoras bombardeada con un haz de iones de deuterio a 2.0 MeV y una corriente de haz de $I \approx 10 \text{ nA}$ para diferentes tiempos de irradiación. (a) TG-Green y (b) P56

Se observa que la intensidad de los picos de emisión de ambas muestras disminuye con el tiempo de irradiación, aunque no se observa una disminución drástica en el rango de tiempos considerado. Para representar la evolución de la intensidad luminiscente en función de la carga acumulada, para cada espectro, definimos la intensidad luminiscente como la integral del espectro en su región de interés y ésta se representa en función de la fluencia absorbida hasta ese momento. Aunque el objetivo de este trabajo es cuantificar la viabilidad del uso de estos materiales como elementos activos en FILD, se comprobó que tanto para el TG-Green como para el P56 la disminución de intensidad luminiscente normalizada presenta el mismo comportamiento en cada material según se considere la integral del espectro en su ROI o el máximo de emisión de cada una de las bandas. Así por ejemplo en la Fig.3.36 podemos observar la disminución con el tiempo de la intensidad de las distintas bandas de emisión de la muestra P56 irradiada con núcleos de helio a 1 MeV y una corriente de 10 nA. La figura también muestra la evolución temporal de la intensidad de cada banda normalizada a su valor máximo. Se puede observar la tasa de disminución de todas las bandas es prácticamente idéntica. Los picos en las curvas se corresponden a fluctuaciones abruptas de la intensidad de la corriente del haz de iones que se manifiesta en una variación de la intensidad luminiscente del material.

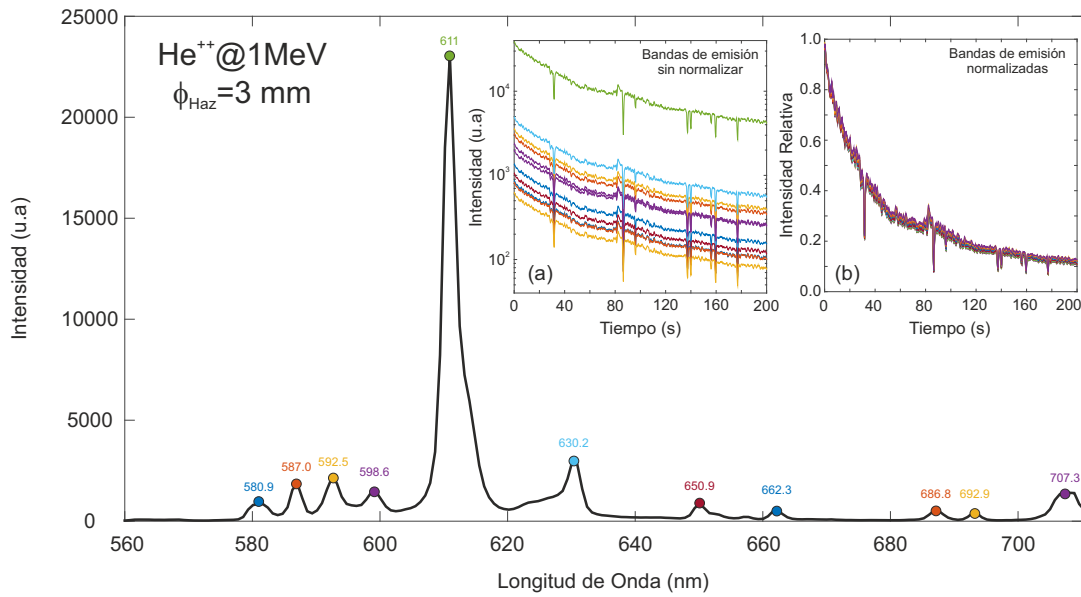


Figura 3.36: Espectro de la muestra P56 irradiado con núcleos de helio a una energía de 1 MeV y con una intensidad de corriente de 10 nA durante 200 ms. Los círculos, junto al valor numérico superior, indican la longitud de onda de las principales bandas de emisión. (a) Evolución temporal (escala semilogarítmica) de la intensidad de las principales bandas de emisión del P56 a temperatura ambiente. (b) Evolución temporal de la intensidad normalizada de las principales bandas de emisión.

En la Fig.3.37 se presentan los resultados experimentales obtenidos para las muestras centelleadoras analizadas irradiadas con el haz de deuterio a 2MeV.

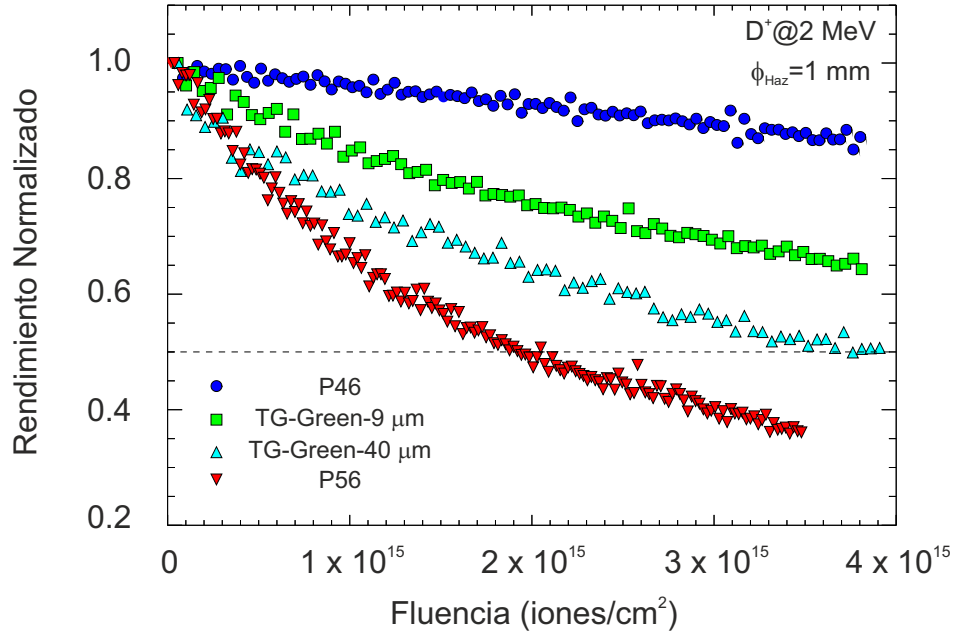


Figura 3.37: Degradación de la eficiencia luminiscente en función de la fluencia iónica para las diferentes muestras analizadas a temperatura ambiente. Las muestras fueron irradiadas con iones de deuterio a 2MeV y una corriente de 25 nA ($10^{13} p/cm^2 s$). La línea discontinua marca el valor de la mitad de intensidad inicial.

Los resultados experimentales muestran que todas las muestras analizadas presentan una disminución de la intensidad luminiscente desde el comienzo de la irradiación y que existen diferencias importantes en la reducción de emisión de luz entre los distintos fósforos, siendo el material P56 el material que se degrada más rápido y el P46 el más resistentes a la exposición de haces de iones energéticos y con alta intensidad. En una segunda campaña experimental a temperatura ambiente, las muestras fueron irradiadas con las tres especies iónicas (H^+ , D^+ , y He^{++}) con energía de 1 MeV, una intensidad de corriente entre 10-30 nA y un flujo de iones de $10^{13} p/cm^2 s$. En la Fig.3.38 se presentan los resultados experimentales obtenidos para la muestra TG-Green (TGa). Como se puede observar el mayor daño por radiación lo inducen las partículas alfas (al ser las más ionizantes), mientras que los protones son los que menos afectan a la inhibición de luz por parte del material. Nótese que la intensidad luminiscente decrece para los tres casos estudiados y caen por debajo del 50 % para la máxima fluencia acumulada en estos experimentos ($\approx 4 \times 10^{15} p/cm^2$).

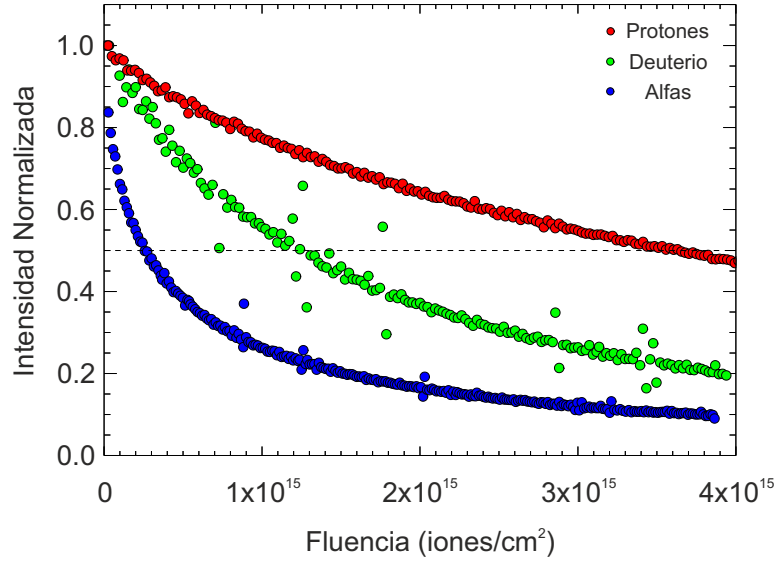


Figura 3.38: Degradación de la intensidad luminiscente integrada en función de la fluencia para tres haces distintos (H^+ , D^+ y He^{++}) a una energía de 1 MeV. El set de medidas se realizó a temperatura ambiente para la muestra TG-Green (Tga).

Los datos experimentales de la degradación del rendimiento de los materiales con la fluencia se han analizado mediante el modelo de Black-Birk. Este modelo fue desarrollado por Birks y Black en la década de los 50 e intentaba explicar la disminución en el rendimiento de luminiscencia observada en los materiales centelleadores al ser irradiados con partículas alfas. El modelo se basa en la idea de que al irradiar un material con iones se producen daños en las moléculas y son estas moléculas dañadas las que producen una absorción de fotones generados por los centros emisores, reduciendo el material su emisión con la fluencia. Si representamos la intensidad de emisión (L) frente a la fluencia (F), la intensidad puede describirse según el modelo como:

$$L(F) = \frac{L_0}{1 + \frac{F}{F_{\frac{1}{2}}}} \Rightarrow \frac{L_0}{L} - 1 = \frac{F}{F_{\frac{1}{2}}}$$

En esta expresión, $L(F)$ es la intensidad de emisión del material observada después de absorber una fluencia F y L_0 es la intensidad de luminiscencia al inicio de la irradiación. Uno de los parámetros fundamentales que se pueden obtener con este modelo es el valor $F_{\frac{1}{2}}$ para distintos centelleadores a partir de sus emisiones medidas experimentalmente. Este parámetro proporciona información cuantitativa sobre la sensibilidad del rendimiento de los centelleadores al daño inducido por la radiación y permite estimar cuantitativamente el tiempo de uso del material bajo unas condiciones de fluencia conocidas.

Por definición $F_{\frac{1}{2}}$ representa la fluencia requerida para degradar la luminiscencia a la mitad de su valor original. En la Fig.3.39 se muestran los datos experimentales mostrados anteriormente en las Fig.3.37 y Fig.3.38 junto al ajuste del modelo de Black-Birk cuando se representan $\frac{L_0}{L} - 1$ frente a la fluencia F . En esta representación, un ajuste lineal permite obtener el valor $F_{\frac{1}{2}}$ como el inverso de la pendiente del ajuste.

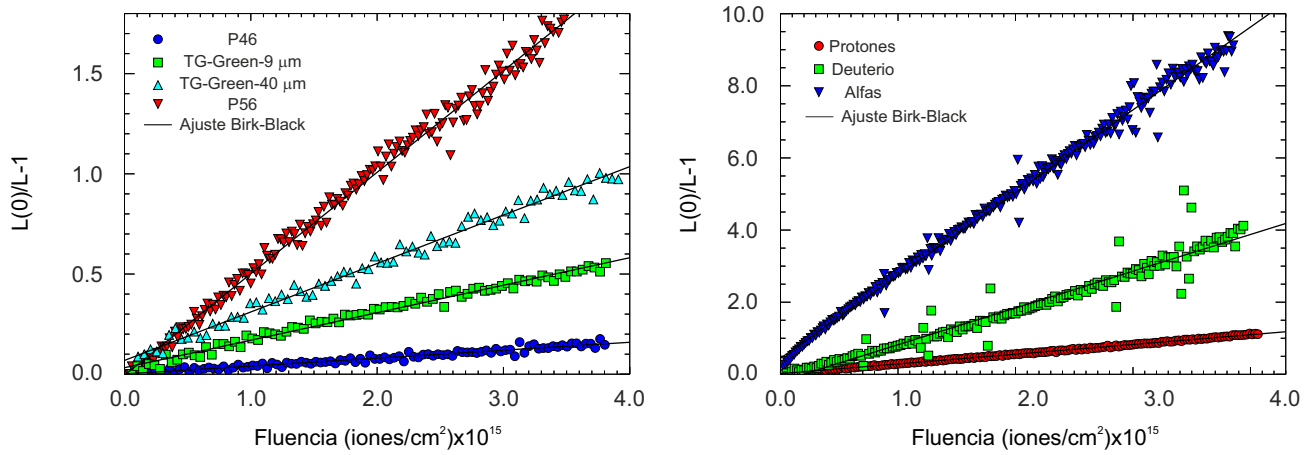


Figura 3.39: Inverso de la intensidad normalizada frente a la fluencia. (a) Para las 4 muestras analizadas con un haz de D^+ a 2 MeV y corriente de haz $I = 25$ nA. (b) Para la muestra de TG-Green (Tga) con haces de las 3 especies iónicas 1 MeV. Los símbolos representan los puntos experimentales y las líneas continuas negras representan el ajuste del modelo.

Esta fórmula empírica ha sido usada con otros centelleadores y especies iónicas, presentado un acuerdo aceptable entre las medidas experimentales y el modelo. La Tabla 3.6 muestra la fluencia necesaria para reducir el rendimiento normalizado a la mitad del valor inicial para las distintas muestras analizadas. El error en los valores presentes en la tabla corresponde al error asociado al ajuste de los datos experimentales mediante regresión lineal.

Muestra Centelleadora	$F_{\frac{1}{2}}$ (iones/cm ²)
P46	$(2.56 \pm 0.07) \times 10^{16}$
TG-Green (9 μm)	$(7.3 \pm 0.1) \times 10^{15}$
TG-Green (40 μm)	$(4.13 \pm 0.05) \times 10^{15}$
P56	$(1.976 \pm 0.012) \times 10^{15}$

Cuadro 3.6: Tabla con los valores $F_{\frac{1}{2}}$ obtenidos del modelo de Black-Birk para las distintas muestras centelleadoras irradiadas con deuterones a 2 MeV.

La Tabla 3.7 muestra la fluencia necesaria para reducir el rendimiento normalizado del TG-Green a la mitad del valor inicial para las distintas especies iónicas. El error en los valores presentes en la tabla corresponde al error asociado al ajuste de los datos experimentales mediante regresión lineal.

Muestra Centelleadora	$F_{\frac{1}{2}}$ (iones/cm ²)
H ⁺	$(3.700 \pm 0.010) \times 10^{15}$
D ⁺	$(9.82 \pm 0.17) \times 10^{14}$
He ⁺⁺	$(4.36 \pm 0.02) \times 10^{14}$

Cuadro 3.7: Tabla con los valores $F_{\frac{1}{2}}$ para la muestra TG-Green y diferentes especies iónicas obtenidos del modelo de Black-Birk.

3.5.8. Degradación de los materiales centelleadores en función de la temperatura.

Se han realizado ensayos para determinar la degradación de eficiencia ionoluminiscente de las dos pantallas de centelleo seleccionadas para estimar el daño causado por grandes flujos de iones en función de la temperatura con idea imitar el ambiente de operación de la primera pared de ITER. En una segunda campaña experimental, se llevó a cabo un estudio de la evolución de la respuesta luminiscente con la fluencia en función de la temperatura de operación. En esta etapa del trabajo ya se había descartado la muestra del material P46 debido a su bajo valor del rendimiento por lo que solo se analizaron las muestras de TG-Green y P56. Las muestras bajo estudio han sido irradiadas con un haz de partículas alfas (He^{++}) de 3.5 MeV con un diámetro de 1 mm y una intensidad de corriente de ≈ 28 nA. Se ha analizado la evolución temporal de la emisión de luz de ambas muestras centelleadoras en las condiciones de irradiación mencionadas y en un rango de temperaturas que va desde temperatura ambiente hasta 400°C. En todo el set de medidas, los espectros se tomaron con un tiempo de integración de 1 s y se normalizaron por la intensidad de corriente del haz. La Fig.3.40 muestra un ejemplo de algunos espectros medidos para el centelleador TG-Green a una temperatura de operación de 100°C e irradiado durante 23 min aproximadamente. Como se puede observar, los espectros presentan una disminución (degradación) gradual de la intensidad de luminiscencia debido al daño provocado por la irradiación y que puede ser significativo después de una cierta cantidad de carga absorbida como se observó a temperatura ambiente. Tras un tiempo de irradiación de más de 25 minutos se observa como la intensidad disminuye cerca de un 50 % respecto a la intensidad inicial, lo que pone de manifiesto el deterioro en la emisión debido al daño iónico.

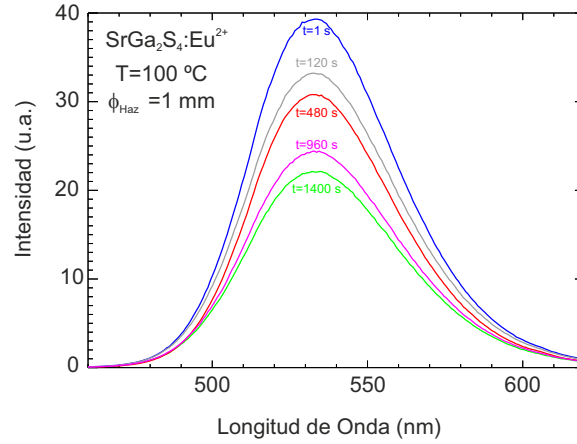


Figura 3.40: Espectros de emisión del centelleador TG-Green calentado a 100 °C e irradiado con partículas alfa a 3.5 MeV y una corriente de haz de $I \approx 28$ nA.

En la Fig.3.41 se muestra las medidas experimentales de la intensidad normalizada (respecto al valor de intensidad inicial) en función de la fluencia para distintas temperaturas para las dos muestras centelleadoras analizadas.

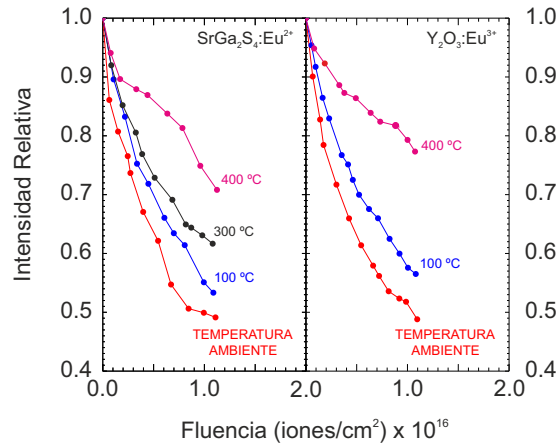


Figura 3.41: Intensidad relativa en función de la fluencia para las dos muestras centelleadoras estudiadas (TG-Green y P56) y diferentes temperaturas de operación. Las muestras fueron irradiadas con un haz de He^{++} a una energía $E = 3.5$ MeV. El conjunto completo de puntos experimentales no se muestra para mayor claridad.

Los resultados experimentales muestran que la velocidad de degradación de la luz emitida es una función de la temperatura a la que se encuentran las muestras. Como se puede observar la degradación a temperaturas cercanas a 400°C es más lenta que a temperatura ambiente.

Esto significa que los centelleadores exhiben una resistencia mucho mayor a los daños por radiación iónica a altas temperaturas. De la misma manera que se procedió a temperatura ambiente la Fig.3.42 muestra los datos experimentales mostrados junto al ajuste del modelo de Black-Birk cuando se representan $\frac{L_0}{L} - 1$ frente a la fluencia F .

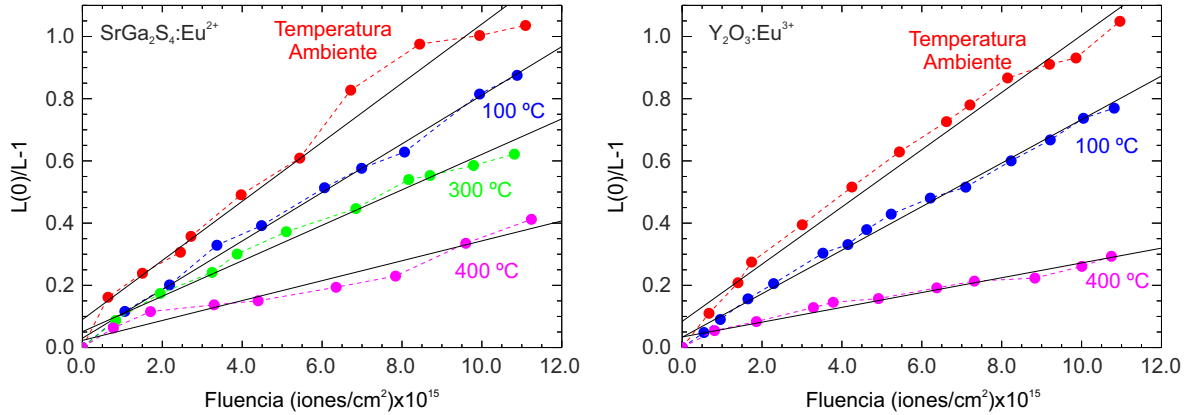


Figura 3.42: Inverso de la intensidad normalizada frente a la fluencia para diferentes temperaturas de operación. (a) Datos de la muestra TG-Green. (b) Datos de la muestra P56. Todo este set de medidas se llevó a cabo con un haz de núcleos de helio a 3.5 MeV y una intensidad de haz de $I=28$ nA. Los símbolos representan los puntos experimentales y las líneas continuas negras representan el ajuste del modelo de Black-Birks.

La Tabla 3.8 muestra la fluencia necesaria para reducir el rendimiento normalizado a la mitad del valor inicial para cada temperatura. El error en los valores presentes en la tabla corresponde al error asociado al ajuste de los datos experimentales mediante regresión lineal.

Temperatura	TG-Green $F_{\frac{1}{2}}$ (iones/cm ²)	P56 $F_{\frac{1}{2}}$ (iones/cm ²)
22°C	$(1.05 \pm 0.06) \times 10^{16}$	$(1.09 \pm 0.05) \times 10^{16}$
100°C	$(1.28 \pm 0.03) \times 10^{16}$	$(1.43 \pm 0.03) \times 10^{16}$
300°C	$(1.75 \pm 0.09) \times 10^{16}$	No Disponible
400°C	$(3.1 \pm 0.3) \times 10^{16}$	$(4.20 \pm 0.24) \times 10^{16}$

Cuadro 3.8: Valores del parámetro $F_{\frac{1}{2}}$ obtenidos experimentalmente para las dos muestras centelleadoras para diferentes temperaturas.

A partir de la representación gráfica y del ajuste al modelo se puede observar que para ambos centelleadores se encuentra un buen acuerdo entre el valor $F_{\frac{1}{2}}$ calculado por el modelo y el valor experimental. Los valores experimentales confirman lo observado en los espectros de emisión, en los cuales se determinó que el daño iónico disminuye al aumentar la temperatura.

De este estudio se puede observar también que para las temperaturas de operación esperadas en ITER ($T=300^{\circ}\text{C}$) se necesita una fluencia $1,75 \times 10^{16}$ iones/ cm^2 para degradar la emisión del TG-Green al 50 % de su valor inicial.

3.5.9. Descripción microscopia del modelo de Black-Birk.

Atendiendo a una descripción microscópica de este modelo, $F_{\frac{1}{2}}$ está relacionado con:

$$F_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{k\sigma}$$

En esta descripción, hay dos parámetros de ajuste en el modelo: k y σ . Donde σ es la sección eficaz de daño. Este parámetro se define como el cociente de p , que es el número de moléculas dañadas y q_0 , que representa el número de moléculas capaces de emitir luz presentes en el volumen de irradiación por mm^2 ($\sigma = \frac{p}{q_0}$). El otro parámetro del modelo, k , es la relación entre la velocidad de transición no radiativa y radiativa, es decir, representa el cociente entre el número de excitones capturados por una molécula dañada respecto a los capturados por una molécula no dañada. Asumiendo la consideración realizada en el trabajo de que la sección eficaz de daño no cambia con la temperatura, los resultados de la tabla anterior implican que el parámetro k debe disminuir a medida que la temperatura aumenta. Un aumento de k es indicativo de la resistencia a los daños por radiación ya que muestra la capacidad de un material dado a autorepararse del daño en los centros de emisión causado por la radiación ionizante. A temperatura ambiente los átomos no se desplazan muy lejos de las posiciones intersticiales al ser excitados así que relajaciones locales vuelven a acomodarlos. Al incrementarse la temperatura los átomos desplazados pueden difundir a intersticios vacíos y reparar los daños generados por la irradiación. Por lo tanto, a partir de la tabla 3.8 se puede deducir que el mecanismo de annealing es ligeramente más eficiente en el caso de la muestra de P56 en comparación con la muestra de TG-Green. Otro de los parámetros que podemos deducir de la información contenida en la Tabla.3.7 es el número de pulsos necesarios en ITER antes de que el rendimiento del material centelleador decaiga por debajo de la mitad de su emisión inicial. Durante un descarga en ITER se estima que un pulso tendrá una duración de unos 400 s aproximadamente en los cuales el flujo de partículas alfas de 3.5 MeV que incidirá sobre el centelleador será de 10^{12} iones/ cm^2s . Con estos datos, el número de pulsos que el centelleador podrá operar en ITER hasta reducir su eficiencia a la mitad se muestra en la Tabla 3.9. El resultado obtenido no necesariamente implica que se tenga que sustituir el material centelleador en FILD cada 44 descargas, pero puede servir como numero identificativo para tomar decisiones sobre la viabilidad del uso del TG-green en el FILD de ITER.

TG-Green a 300°C ($F_{\frac{1}{2}} = 1,75 \times 10^{16}$ (iones/cm ²))
≈ 44 pulsos

Cuadro 3.9: Estimación del número de pulsos que podrá soportar el material TG-Green en ITER.

En realidad, el número de descargas útiles antes de cambiar de centelleador puede ser mayor ya que se ha estimado teniendo en cuenta el valor de fluencia para reducir a la mitad la emisión de luz a 300°C, aunque se debe buscar un compromiso entre la disminución de emisión de luz por parte del centelleador y el umbral de detección de los sistemas de adquisición del detector FILD (cámaras y array de fotomultiplicadores) para optimizar el coste asociado a las muestras materiales.

3.5.10. Respuesta temporal de los materiales centelleadores usando un haz pulsado

La excitación y posterior desexcitación de los materiales centelleadores es un fenómeno en que puede ocurrir mucho procesos diferentes, teniendo asociado cada proceso unas constantes de tiempos características que pueden variar desde ps a segundos. Disponer de materiales centelleadores cuya respuesta temporal permita medir la frecuencia de las distintas fluctuaciones magnetohidrodinámicas es de vital importancia para entender los mecanismos fundamentales de interacción entre la fluctuación y los iones rápidos. Aunque la respuesta temporal a temperatura ambiente suele ser suministrada por los proveedores (Tabla 3.1), la respuesta temporal a diferentes temperaturas no se encuentran disponible en la literatura. Por ello, la respuesta temporal de las pantallas luminiscentes TG-Green y P56 se ha estudiado experimentalmente a diferentes temperaturas en la cámara TAMARA. Las muestras se colocaron sobre el portamuestras y fueron irradiadas con un haz pulsado de protones con una energía de 1 MeV y diámetro de 1 mm. Para poder obtener el haz pulsado, se ha utilizado un fast swich de la empresa Belkhe, el cual se conecta directamente a los steeres de las fuentes de iones, emitiendo pulsos de voltaje que desvían el haz. El swicht está controlado externamente mediante un generador de pulsos, pudiéndose obtener pulsos de una anchura mínima de 100 ns a una frecuencia máxima de 50 kHz. En los experimentos realizados con las muestras centelleadoras, estos parámetros se adaptaron a las especificaciones del tiempo de respuesta proporcionados por los fabricantes a temperatura ambiente. Un haz de anchura de pulso (FWHM) de 20 μs con un periodo de 100 μs (10 kHz) fue usado para irradiar la muestra de TG-Green y un pulso de anchura de 2ms con un periodo de 20 ms (50 Hz) para la muestra de P56. La intensidad de corriente del haz se estableció para los pulsos en 2 nA. Esto corresponde a un flujo de $\approx 1,6 \times 10^{12} \frac{\text{iones}}{\text{scm}^2}$.

En estas condiciones, la luz emitida por el centelleador pasa a través de una ventana de cuarzo de los laterales de la cámara de vacío y se registra con un fotomultiplicador (PMT, Hamamatsu, modelo H10721) situado fuera de la cámara conectado a un osciloscopio (LeRoy 204MXi-A) con un ancho de banda de 2 GHz para procesar y memorizar los pulsos provenientes del PMT. (Fig.3.43).

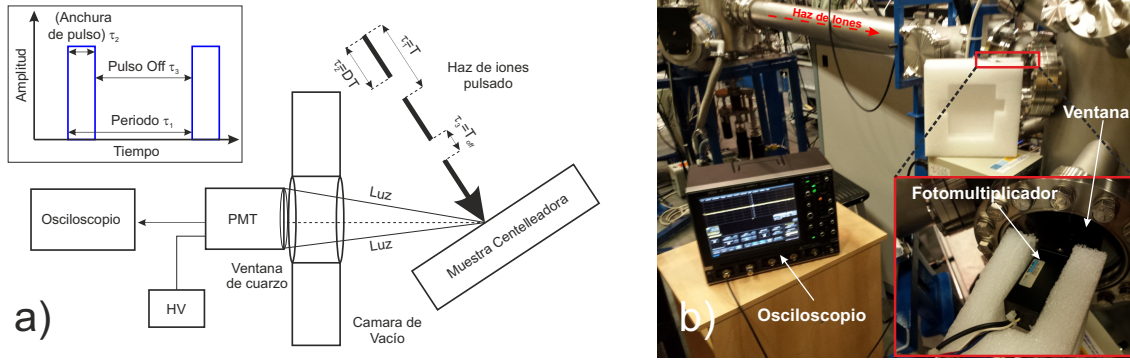


Figura 3.43: (a) Representación esquemática del montaje experimental para las medidas de la respuesta temporal con un sistema de pulsado de haz. (b) Imagen del montaje instalado en la cámara de ionoluminiscencia.

El PMT se polariza a tensiones cercanas a 0.9 V en los que el valor de la ganancia es aproximadamente 10^6 . Con objeto de aumentar el cociente señal/ruido de las señales todos los experimentos se realizaron con la sala del tándem en condiciones de oscuridad. La Fig.3.44 muestra la evolución temporal de la señal del fotomultiplicador a la luz emitida por ambos materiales.

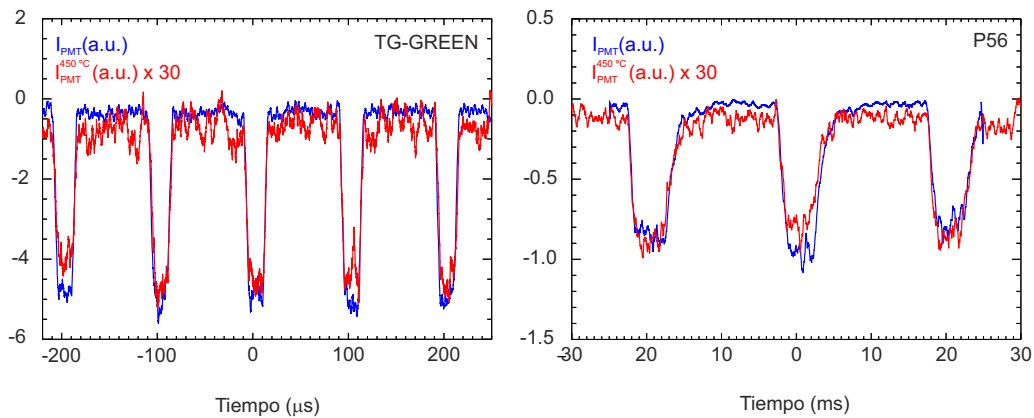


Figura 3.44: Evolución temporal de la señal luminiscente para muestras irradiadas con un haz de H^+ pulsado para dos temperaturas diferentes: a) Pulsos luminosos de la muestra TG-Green a temperatura ambiente (azul) y a $450^\circ C$ (rojo). b) Pulsos luminosos de la muestra P56 a temperatura ambiente (azul) y $450^\circ C$ (rojo).

Las medidas se llevaron a cabo con a dos temperaturas distintas: temperatura ambiente y 450°C. Como se puede observar en la figura, se muestra una ventana temporal en la que la señal medida para el TG-Green se ha irradiado con 5 pulsos completos mientras que para el P56 se muestran 3 pulsos completos para ambas temperaturas. Las medidas experimentales muestran que la respuesta temporal del TG-Green es aproximadamente cuatro órdenes de magnitud más rápida comparada con la respuesta del P56 en el rango de temperatura explorado (entre temperatura ambiente y 500°C). Debido a la disminución del rendimiento a temperaturas cercanas a los 450°C tal como se puede observar en la Tabla 3.4, la ganancia del fotomultiplicador fue adaptada en cada una de las mediciones para mejorar la relación señal/ruido. En la figura anterior la señal del fotomultiplicador a 450°C se ha multiplicado por un factor de $\times 30$ para una mejor comparación entre ambas señales. Para poder estimar el valor de la constante de tiempo¹⁰ característica asociada a su respuesta temporal, la emisión de luz en función del tiempo se ajustó a una única exponencial $I = e^{-\frac{t}{\tau}}$. Los resultados, mostrados en la Fig.3.45, indican que el posible cambio de las constantes de tiempo de ambas muestras con la temperaturas es pequeño y se encuentra dentro de nuestro error experimental.

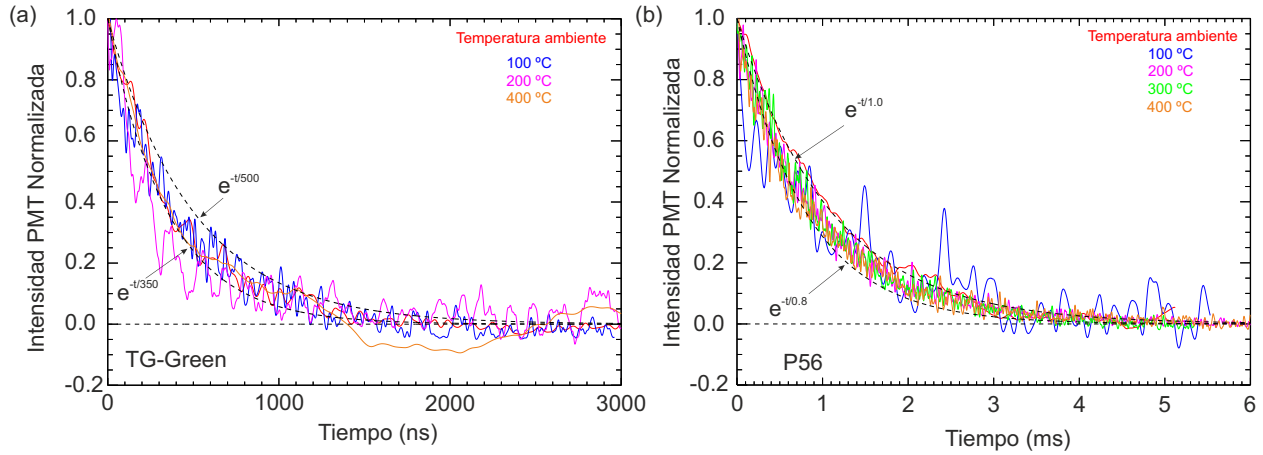


Figura 3.45: (a) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminiscente para diferentes temperaturas de la muestra TG-Green. Las señales temporales se comparan con dos simples exponenciales (líneas discontinuas) con tiempos característicos de decaimiento de $\tau = 350$ ns y $\tau = 500$ ns. (b) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminiscente para diferentes temperaturas de la muestra P56. Las señales temporales se comparan con dos simples exponenciales (líneas discontinuas) con tiempos característicos de decaimiento de $\tau = 0.8$ ms y $\tau = 1.0$ ms.

¹⁰Tiempo transcurrido para que la intensidad inicial decaiga a $\frac{1}{e}$ su valor inicial.

Para $T > 200^{\circ}\text{C}$ se ha aplicado un filtro a la señal para reducir las fluctuaciones en los datos originales medidos por el osciloscopio. Para el TG-Green, la respuesta temporal se encuentra entre 350-500 ns y los valores encontrados se encuentran en un buen acuerdo con la literatura, pero la muestra de P56 presenta una respuesta temporal entre 0.8-1.0 ms, aproximadamente la mitad del valor reportado por S. Bumel et al, pero muy similar a la medida realizada por Z. Antic et al.

Capítulo 4

Procedimiento para la calibración absoluta de los detectores FILD

4.1. Introducción

El siguiente paso en la estimación de las pérdidas absolutas de iones rápidos consiste en relacionar la respuesta medida con la cámara durante una descarga con la tasa de fotones emitidos por el centelleador. Para ello, se ha llevado a cabo la medida de la eficiencia de la cámara y la caracterización de la transmisión óptica de los sistemas FILD de AUG utilizando una fuente de luz calibrada. A continuación se presenta una breve introducción teórica de la adquisición y procesamiento de una imagen digital, que es imprescindible para entender los procedimientos llevados a cabo a lo largo de este capítulo. Una cámara CMOS, como la usada en FILD, cuenta con un chip constituido por un array de pequeños detectores sensibles a la luz denominados fotolitos. Este conjunto de sensores se organizan en una estructura rectangular plana. Cuando hacemos proyectar sobre el chip de la cámara una imagen, los fotones incidentes golpean los fotolitos e interaccionan generando electrones, por efecto fotoeléctrico, y depositando una cierta cantidad de carga en el fotolito. No todos los fotones incidentes sobre los fotolitos generan corriente eléctrica, de manera que la sensibilidad de la cámara queda descrita por un parámetro denominado eficiencia cuántica $QE(\lambda)$, que depende de la longitud de onda de los fotones incidentes. Por tanto, la carga eléctrica total acumulada en cada fotolito representa una medida de la cantidad de luz (número de fotones) que incide sobre ella durante un tiempo de exposición determinado. La carga acumulada es, posteriormente, capturada para cada fotolito y procesada (digitalizada) por los circuitos electrónicos de la cámara, dando lugar a una señal digital.

Diagram illustrating the process of digital image acquisition:

- Top Left:** A diagram showing light rays (photons) entering a camera sensor. The text indicates: "Los fotones viajeros hacia los sensores de la cámara" (Photons traveling towards the camera sensors).
- Top Center:** A diagram showing the sensor array from a side view. The text indicates: "Vista Lateral" (Side View).
- Top Right:** A diagram showing the sensor array from a top-down view. The text indicates: "Los fotones incidentes sobre cada fotito de la cámara se convierten en electrones mediante efecto fotoeléctrico y son almacenados" (Incident photons on each camera pixel are converted into electrons via the photoelectric effect and are stored).
- Bottom Left:** A diagram showing the resulting digital image grid. The text indicates: "Fotograma" (Frame).
- Bottom Center:** A diagram showing the resulting digital image grid. The text indicates: "Los electrones almacenados en cada fotito se leen y son convertidos en una imagen digital" (Electrons stored in each pixel are read and converted into a digital image).

Para cuantificar el número de fotones emitidos por un objeto, se considera que el objeto emite una tasa de fotones, en un rango de longitudes de onda $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]$, que inciden sobre los fotolitos de la cámara. Una vez que se ha generado cierta cantidad de carga, la carga generada se amplifica mediante un factor de ganancia, idéntico para todos los sensores, y para realizar la conversión de señal analógica a digital se aplica un factor de conversión que relaciona el número inicial de carga (electrones) en un fotolito con el número final de cuentas registradas por el software de la cámara. Para relacionar los fotones que llegan al chip respecto a los emitidos por el centelleador en el sistema FILD, se debe tener en cuenta además que no todos los fotones emitidos por el cuerpo emisor van a llegar al chip sino que solamente una porción de los emitidos serán recogidos. Consideremos la tasa de fotones que llegan a la primera lente del sistema óptico.

¹En el caso de una imagen en escala de grises como los fotogramas que se obtienen con la cámara de los sistemas FILD

Los fotones que entran en la primera lente ahora deben atravesar todo el sistema óptico. Durante esta transmisión se producirá una atenuación en su número debida a diversos mecanismos físicos como absorciones, reflexiones, etc. Para cuantificar el número de fotones que llegan al chip respecto al número que han llegado a la primera lente podemos usar el coeficiente de transmisión del sistema óptico, que depende del medio en el que se transmita la radiación y las paredes del tubo. Por ejemplo, en un cable de fibra óptica, la transmisión tiene una dependencia importante con la longitud de onda. Teniendo en cuenta todos estos factores, la señal digital $N_{i,j}$, dada en cuentas, debida a una tasa de fotones $O_{i,j}(\lambda)$ incidiendo sobre el fotolito situado en la posición $[i,j]$ viene descrita mediante la expresión:

$$N_{i,j} = G \cdot f_{\frac{A}{D}} \cdot \Delta t \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} QE_{i,j}(\lambda) \cdot T_{i,j}(\lambda) \cdot O_{i,j}(\lambda)$$

En esta expresión G representa la ganancia de la cámara, $f_{\frac{A}{D}}$ es el factor analógico digital que transforma la carga recolectada en cuentas, Ω es el ángulo sólido subtendido por la primera lente del sistema óptico respecto a la posición de la muestra emisora, $QE_{i,j}$ es la eficiencia cuántica y $T_{i,j}$ el factor de transmisión óptico de todo el sistema. Tanto T como QE son dependientes de la longitud de onda y del pixel considerado. Para realizar fotometría, es decir, para obtener $O_{i,j}$ (número de fotones por unidad de tiempo emitidos por un objeto) en función de la señal medida con la cámara, una aproximación que se debe realizar es considerar que la emisión del objeto es monocromática y, por tanto, que ningún parámetro sea dependiente de la longitud de onda. En tal caso, la respuesta del fotolito viene dada por:

$$N_{i,j} \approx \underbrace{G \cdot f_{\frac{A}{D}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot QE_{i,j} \cdot T_{i,j}}_{\xi_{i,j}} \cdot O_{i,j} \cdot \Delta t = \xi_{i,j} \cdot O_{i,j} \cdot \Delta t$$

Se debe tener en cuenta que la señal digital no se produce exclusivamente por la carga generada por los fotones incidentes, la señal final cuenta con otras componentes adicionales. Si se considera un frame específico, obtenido con la cámara durante un tiempo de exposición Δt , la señal $S_{i,j}$ (número de cuentas), del pixel situado en la posición $[i,j]$ a una tasa de fotones $O_{i,j}$ responde a la expresión:

$$S_{i,j} = b_{i,j} + D_{i,j}\Delta t + N_{i,j} + R_{i,j}^{(a)} = b_{i,j} + D_{i,j}\Delta t + \xi_{i,j}O_{i,j}\Delta t + R_{i,j}$$

En esta expresión, el voltaje bias o corriente de polarización $b_{i,j}$ se aplica durante el proceso de lectura para evitar que se presenten valores negativos en zonas donde la intensidad es baja, por lo tanto la electrónica asociada introduce un cierto valor constante a la imagen. También como factor aditivo tenemos la corriente oscura $D_{i,j}$, este efecto es debido a lecturas no deseadas producidas por agitaciones térmicas que dependen del tiempo de exposición, y es idéntica para cada pixel. $R_{i,j}$ representa el ruido de adquisición, que es de naturaleza aleatoria. La imagen digital obtenida no puede, por lo tanto, ser analizada directamente y, para cuantificar el número de fotones, se deben tomar varias medidas para procesar los datos antes del análisis. Primero se debe calibrar la imagen, es decir, aplicar algún procedimiento de manera que obtengamos una imagen $I_{i,j}$ que responda a la expresión:

$$I_{i,j} = \xi_{i,j} O_{i,j} \Delta t + \hat{R}_{i,j}$$

donde se precisa que el ruido $\hat{R}_{i,j}$ sea lo más pequeño posible. Para calibrar la imagen, consideremos un frame genérico (que se denomina **Raw**) que contiene la información original ($O_{i,j}$) del flujo de fotones que alcanza el pixel $[i,j]$. Si se toma un frame con el mismo tiempo de exposición y en completa oscuridad, sin emisión por parte del objeto ($O_{i,j} = 0$) al que denominaremos **Dark**, ambos fotogramas responden a las expresiones:

$$S_{i,j} = b_{i,j} + D_{i,j} \Delta t + \xi_{i,j} O_{i,j} \Delta t + R_{i,j}^{(a)} \quad \text{Imagen Raw}$$

$$DS_{i,j} = b_{i,j} + D_{i,j} \Delta t + R_{i,j}^{(b)} \quad \text{Imagen Dark}$$

Nótese que el ruido, debido a su naturaleza, puede ser diferente en la medida Raw y en la medida Dark, por eso se presentan con un superíndice distinto. Si se substrahe la toma Dark a la toma Raw se obtiene una imagen, denominada **Master**, que obedece a la expresión:

$$M_{i,j} = S_{i,j} - DS_{i,j} = \xi_{i,j} O_{i,j} \Delta t + R_{i,j}^{(a)} - R_{i,j}^{(b)} \approx \xi_{i,j} O_{i,j} \Delta t$$

en la expresión anterior se ha considerado que la componente de la señal producida por los fotones es más grande que la diferencia entre los ruidos $\xi_{i,j} O_{i,j} \Delta t \gg R_{i,j}^{(a)} - R_{i,j}^{(b)}$, situación que siempre ocurre en las medidas de pérdidas de iones rápidos. Según esta expresión, la tasa de fotones que llega a cada fotolito viene dada por:

$$O_{i,j} = \frac{M_{i,j}}{\xi_{i,j} \Delta t}$$

De esta expresión, se debe determinar el factor $\xi_{i,j}$, denominado factor de forma o factor de calibración. Para este propósito se realizó una completa caracterización de la óptica del sistema.

4.2. Calibración del sistema óptico

4.2.1. La esfera integradora

La calibración del sistema óptico de FILD en AUG se ha llevado cabo con el uso de un dispositivo óptico conocido como esfera integradora o esfera de Ulbricht. Este dispositivo es capaz de sumar todo el flujo radiante emitido por una muestra sin importar la dirección hacia donde refleja o radia, dando lugar a un flujo de fotones conocido. El elemento óptico consiste en un cuerpo esférico hueco que contiene en su interior unas fuentes de luz calibradas. Las paredes de la superficie interior se encuentran recubiertas con un material (pintura blanca) que refleja difusamente la luz emitida por las lámparas de emisión. La esfera presenta un puerto de salida para realizar calibraciones fotométricas. El principio de funcionamiento se representa en la Fig.4.2.:

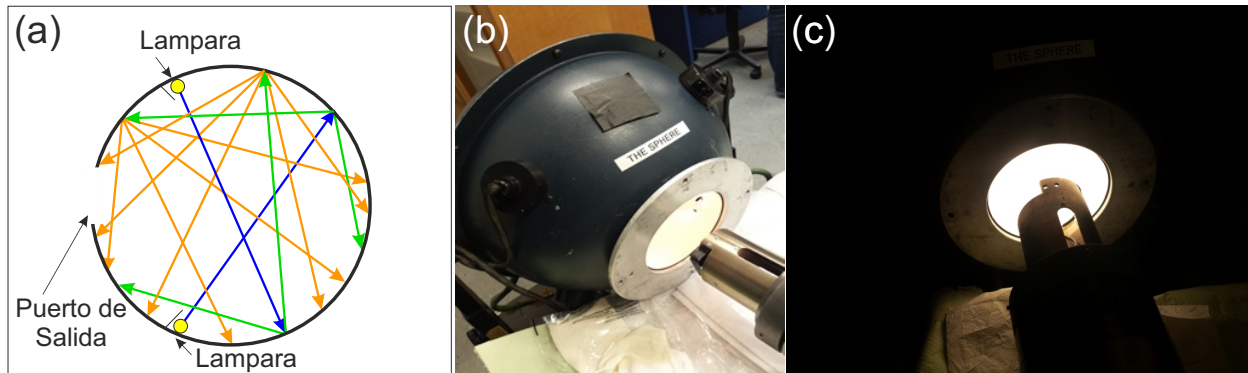


Figura 4.2: (a) Principio de funcionamiento de la esfera integradora, mostrando las múltiples reflexiones que se producen en su pared interior. (b) Esfera Integradora montada en AUG. (c) Esfera integradora con las lámparas en funcionamiento.

Las lámparas calibradas emiten luz salvo en la dirección del puerto de salida, así cuando un rayo de luz se propaga por la esfera en cualquier dirección golpea la pared interior y se refleja difusamente. Cada uno de estos rayos reflejados es reflejado nuevamente por la pared haciendo que la magnitud de la luz a la salida del puerto de la esfera sea independiente de la dirección, dando lugar a una fuente de luz uniforme.

Para nuestros experimentos, se ha caracterizado el sistema óptico utilizando una esfera integradora (Labsphere Unisource 1200) trabajando con una lámpara de calibración (con una corriente 6.5 A a 15.6 mV) funcionando como fuente de iluminación uniforme, cuya radiancia espectral es conocida. El puerto de salida (con un diámetro de 18 cm) se posiciona tangencialmente al puerto de entrada del tubo de transmisión de acero inoxidable de 3 m de largo y 80 mm de diámetro, sustituyendo la cabeza del detector. La luz se transmite a través del sistema óptico (lentes y divisor de haz) que transfiere la luz a la cámara. Las imágenes generadas por la emisión de la esfera integradora se registran y se digitalizan con una cámara Phantom v710 (Vision research). Un PC conectado a la cámara permite almacenar los frames que se han medido. A continuación se muestra un ejemplo, Fig.4.3, de un fotograma de la esfera integradora obtenido con una resolución de 640 x 480 pixeles y un tiempo de exposición de 20 μ s. Como se puede observar en la imagen, ésta presenta una zona central homogénea, lo cual implica una tasa de fotones constante sobre el chip de la cámara. La intensidad promedio² de la zona central de la imagen es de ≈ 3200 cuentas para el tiempo de exposición usado.

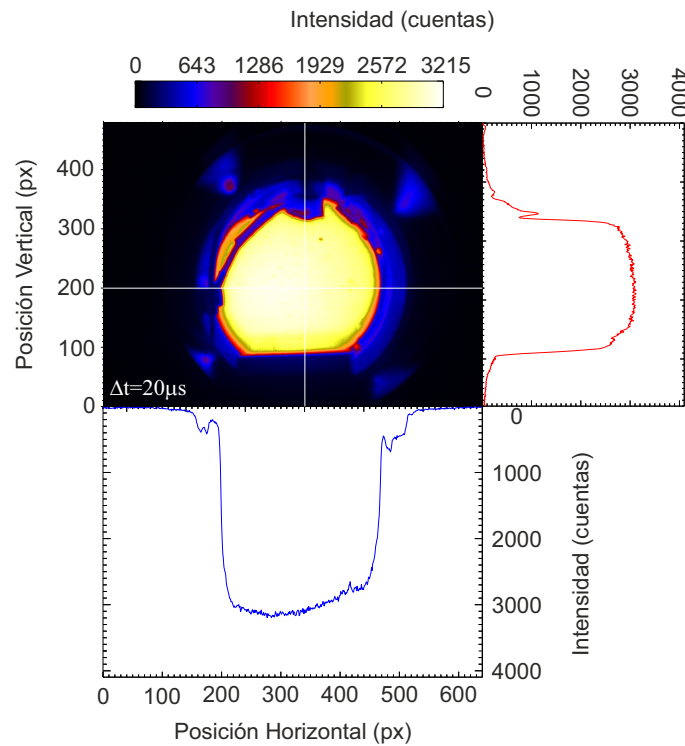


Figura 4.3: (a) Fotograma obtenido al reemplazar la cabeza del detector por la esfera integradora. (b) Perfiles horizontal y vertical de la intensidad de los pixeles del frame.

²Para estimar la intensidad promedio se selecciona una ROI en cada figura, entorno a la zona central y homogénea, y se realiza un promedio de la intensidad de todos sus pixeles.

La imagen de la cámara muestra que la fuente irradia con una buena uniformidad a través de la abertura del puerto de salida como se confirma en las medidas de los perfiles horizontal y vertical de la imagen, que muestran una respuesta constante a lo largo de la región central. La magnitud física que caracteriza la emisión de la esfera integradora es la radiancia espectral. Esta magnitud es una medida de la cantidad de radiación emitida por una superficie dentro de un ángulo sólido dado en una dirección específica. La radiancia espectral ($\text{W}/\text{m}^2\text{srnm}$) expresa la radiancia ($\text{W}/\text{m}^2\text{sr}$) en función de la longitud de onda (nm). En el caso de la esfera integradora usada en este estudio, la radiancia espectral fue proporcionada por el fabricante. En la (Fig.4.4). se muestra la curva de radiancia espectral en función de la longitud de onda.

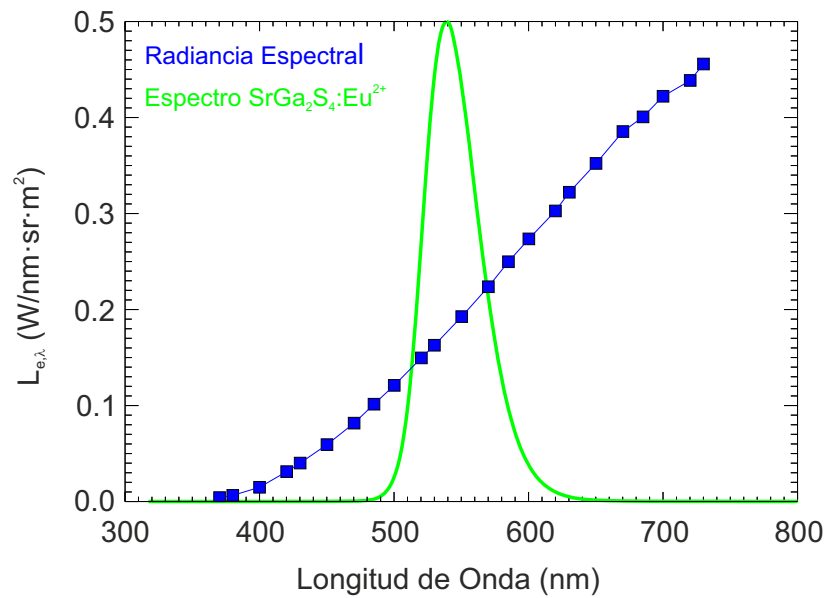


Figura 4.4: Radiancia espectral de la esfera integradora en función de la longitud de onda (azul) junto al espectro de emisión normalizado del centelleador TG-Green (verde).

Podemos observar que la emisión de la esfera abarca un amplio rango de longitudes de onda, siendo la emisión mayor para fotones de menor energía. Así por ejemplo, para la longitud de onda central de emisión del TG-Green, la radiancia espectral es $\approx 0.19 \text{ W}/\text{sr}/\text{nm}/\text{m}^2$ a 540 nm. Este valor de la radiancia corresponde con un flujo de $\approx 5,2 \times 10^{17}$ fotones/s/sr/ m^2 . Sin embargo para poder realizar fotometría, se debe tener una emisión monocromática, ya que la eficiencia cuántica de los pixeles de la cámara es dependiente de la longitud de onda y se precisa que la variación de la eficiencia cuántica entre el rango de longitudes de onda de los fotones incidentes sea despreciable o equivalentemente que la eficiencia cuántica sea constante dentro de un rango de longitudes de onda. Para intentar homogenizar la tasa de fotones que llega a la cámara, se utilizó un filtro óptico paso de banda.

4.2.2. El filtro de transmisión

Con objeto de atenuar y conseguir uniformidad en la tasa de fotones que inciden sobre el chip de la cámara y para poder trabajar aproximadamente en la misma región de longitud de onda de la emisión del TG-Green, se colocó un filtro óptico paso de banda en la entrada de la cámara. Un filtro óptico es un medio que solo permite el paso de la luz a través de él en un rango estrecho alrededor de una longitud de onda central. Las características de trasmisión del filtro se caracterizaron con un espectrómetro óptico y una fuente de luz homogénea. La Fig.4.5 muestra el set up experimental para la medida de la transmisión del filtro y la curva de transmisión del filtro utilizado (T vs λ) junto el ajuste de la curva de transmisión del filtro a una gaussiana.

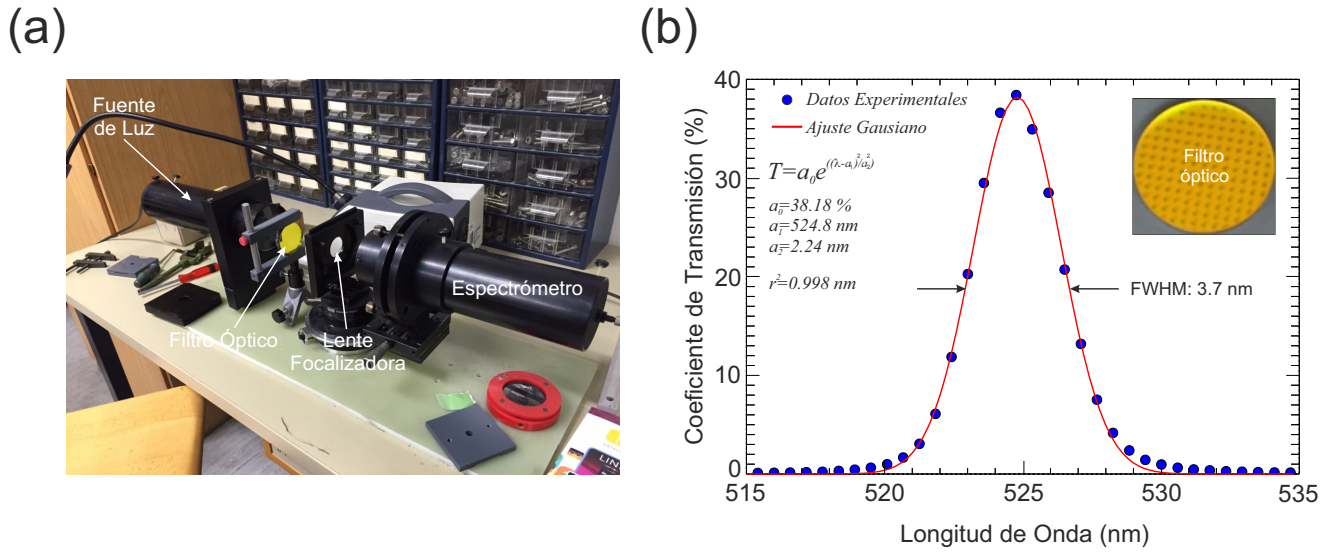


Figura 4.5: (a) Montaje experimental mostrando el espectrómetro para la medida del coeficiente de transmisión del filtro óptico. (b) Coeficiente de transmisión del filtro paso de banda (puntos azules) junto al ajuste gaussiano de los datos experimentales (rojo).

El filtro presenta un coeficiente de transmisión máximo de aproximadamente 38%, con una longitud de onda de transmisión centrada a una longitud de onda de 525 nm y con un FWHM ≈ 4 nm. Para calcular el flujo de fotones (número de fotones emitidos por unidad de área y unidad de tiempo) que emite el puerto de la esfera integradora y que es capaz de alcanzar el chip de la cámara tras atravesar el filtro óptico, se debe obtener el flujo de fotones integrado en términos de la radiancia espectral $L_{e,\lambda}$ y el coeficiente de transmisión T del filtro.

El producto de la radiancia espectral con el factor de transmisión se muestra en la Fig.4.6:

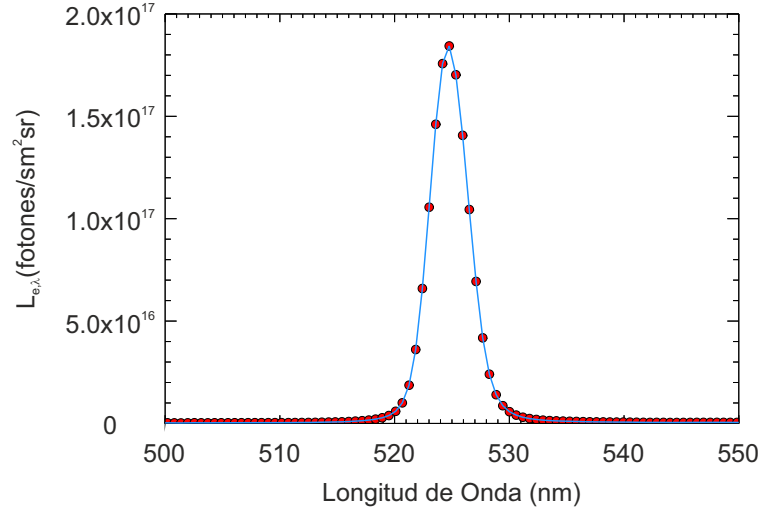


Figura 4.6: Producto de la radiancia espectral con el factor de transmisión en función de la longitud de onda.

El flujo de fotones integrado se obtuvo mediante la integración del producto $L_{e,\lambda}(\lambda) \times T(\lambda)$ en el intervalo [515,540] nm.

$$\Phi_{IS} = 4\pi \int L_{e,\lambda}(\lambda) \times T(\lambda) d\lambda \approx 7,83 \times 10^{14} \text{ fotones/scm}^2$$

Este valor representa el flujo de fotones de 515 a 540 nm, que están incidiendo sobre el chip de la cámara. Dado lo estrecho que es el FWHM del filtro utilizado podemos considerar que la tasa de fotones que llega al chip de la cámara es prácticamente monocromática³. A continuación se presentan los resultados experimentales de la calibración para cada una de las configuraciones posibles de una medida en FILD de AUG. Nos referiremos a ellas como montaje A y montaje B.

4.2.3. Montaje A

En esta configuración, la cámara se encuentra situada sobre un soporte estático, para evitar vibraciones, situado al final del sistema óptico. Una lente focaliza el haz de luz proveniente del divisor de haz sobre el chip de la cámara. El filtro óptico usado para homogeneizar el haz de luz se sitúa entre la lente de focalización y la cámara.

³QE permanece constante en el rango de longitudes de onda que se transmiten.

Finalmente la cabeza de FILD se reemplaza por la esfera integradora, cuyo puerto de salida se posiciona tangencialmente al puerto de la cabeza de FILD. Un esquema de esta configuración junto a una foto del montaje se muestra en la Fig.4.7:

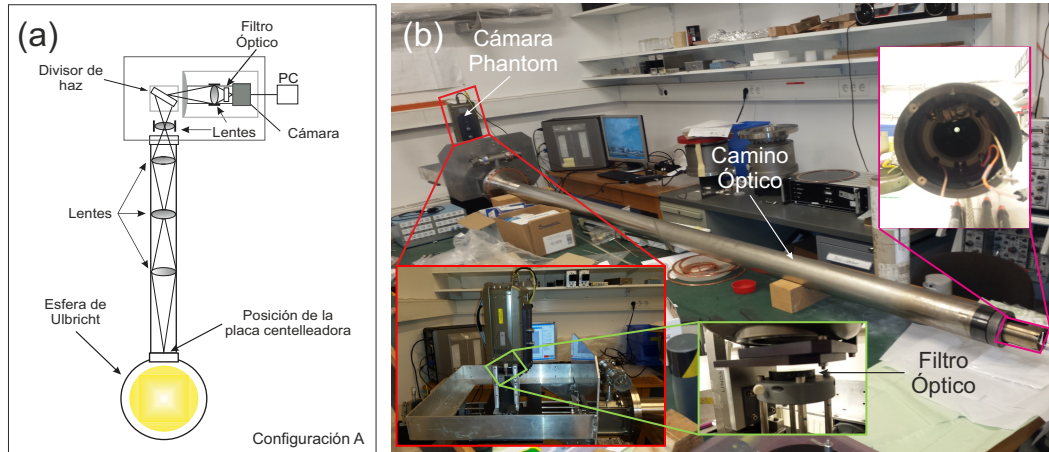


Figura 4.7: (a) Representación esquemática del set-up experimental usado para la calibración del sistema óptico y la eficiencia de la cámara usando una esfera integradora. (b) Imagen del montaje experimental durante el proceso de calibración.

Para obtener una completa caracterización de la óptica y del sistema de adquisición se realizaron diversos experimentos modificando los parámetros controlables en una medida real como el tiempo de exposición, la resolución de la cámara y la distancia entre el puerto de la esfera integradora y el puerto del tubo de medida. A continuación se muestran los patrones luminosos (Fig.4.8) producidos por la esfera integradora en esta configuración. Las imágenes se obtuvieron con un tiempo de exposición de $\Delta t_{IS} = 6$ ms y con algunas de las posibles resoluciones que permitía el sistema de adquisición.

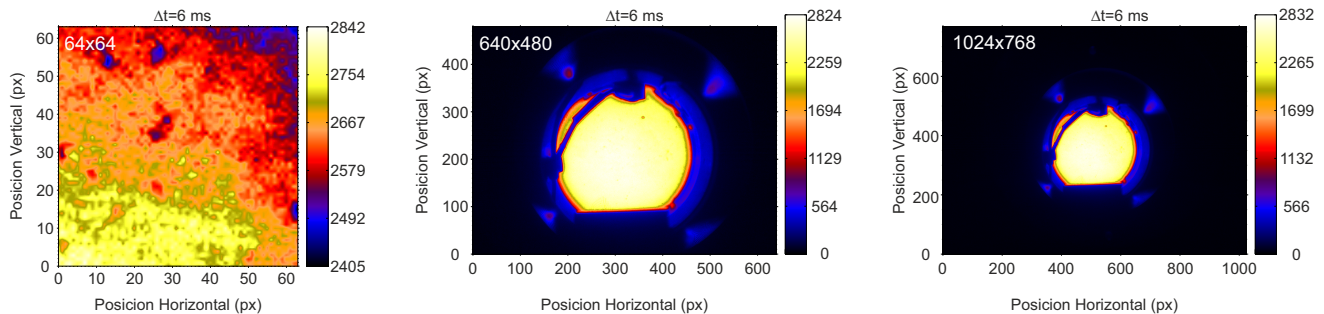


Figura 4.8: Frames Master Flat tomados con distintas resoluciones de la cámara y un tiempo de exposición de 6 ms. La zona central presenta una respuesta homogénea.

En cada uno de los fotogramas adquiridos, el fondo se substrajo de manera automática gracias al obturador de la cámara⁴. El tiempo de exposición de la cámara se ha seleccionado para obtener una intensidad de los pixeles aproximadamente igual a la mitad del valor del rango dinámico de la cámara ($RD = 12 \text{ bits} \equiv 2^{12} = 4096$ cuentas). Estos fotogramas obtenidos con una fuente de luz homogénea se denominan imágenes Flat, o en el caso de los obtenidos tras sustraer el fondo, **Master Flat**. La intensidad de los pixeles de un Master Flat responde a la ecuación:

$$MF_{i,j} \approx \xi_{i,j} \Gamma_{\gamma}^{Is} \Delta t_{IS} \quad \text{Master Flat}$$

donde $\xi_{i,j}$ es el parámetro de calibración o parámetro de forma del sistema óptico, Δt_{IS} es el tiempo de exposición de las tomas Master Flat, que puede ser diferente al de las tomas Master durante una medida real. Lo que caracteriza a la esfera integradora es que el termino Γ_{γ}^{Is} es constante en el puerto de la esfera, y representa la tasa de fotones que atraviesa la región que abarca cada pixel. La variación en la intensidad de los pixeles, por lo tanto, muestran inhomogeneidades en la transmisión del sistema y en la sensibilidad de los pixeles de la cámara. Como se puede observar de las imágenes, éstas presentan una zona central bastante homogénea que implica una tasa de fotones constante sobre el chip de la cámara. La intensidad promedio de la zona central de la imagen es de $\approx 2700 - 2800$ cuentas para el tiempo de exposición usado. Para poder realizar medidas fotométricas es importante que el sistema de detección presente una respuesta lineal con el tiempo de exposición. La señal digital debe ser proporcional al número de fotones que han producido carga en el pixel, aunque esta propiedad depende del propio sensor, de la electrónica de adquisición y de la conversión A/D. Para realizar este estudio de linealidad, se posicionó la esfera integradora a 7.5 cm del puerto de entrada del tubo de FILD y se adquirieron varias imágenes variando el tiempo de exposición de la cámara desde unos pocos μs hasta aproximadamente 10 ms, donde la señal de la cámara ya presenta saturación (pérdida de linealidad). En la Fig.4.9 se muestran imágenes de los fotogramas con distintos tiempos de exposición y la respuesta (intensidad) promedio de un pixel en la región homogénea en función del tiempo de exposición. Se puede observar como la intensidad de las imágenes disminuye al disminuir el tiempo de exposición y la respuesta de la cámara presenta un comportamiento lineal con el tiempo de exposición, esto significa que si sobre el chip incide una cantidad fija de fotones, la respuesta de la cámara es proporcional al tiempo de exposición.

⁴La cámara Phantom presenta un obturador que se cierra automáticamente antes de cada medida y toma unas imágenes en completa oscuridad. Después realiza un promedio con esas imágenes y construye un frame de fondo que automáticamente se resta de la imagen adquirida cuando se está midiendo.

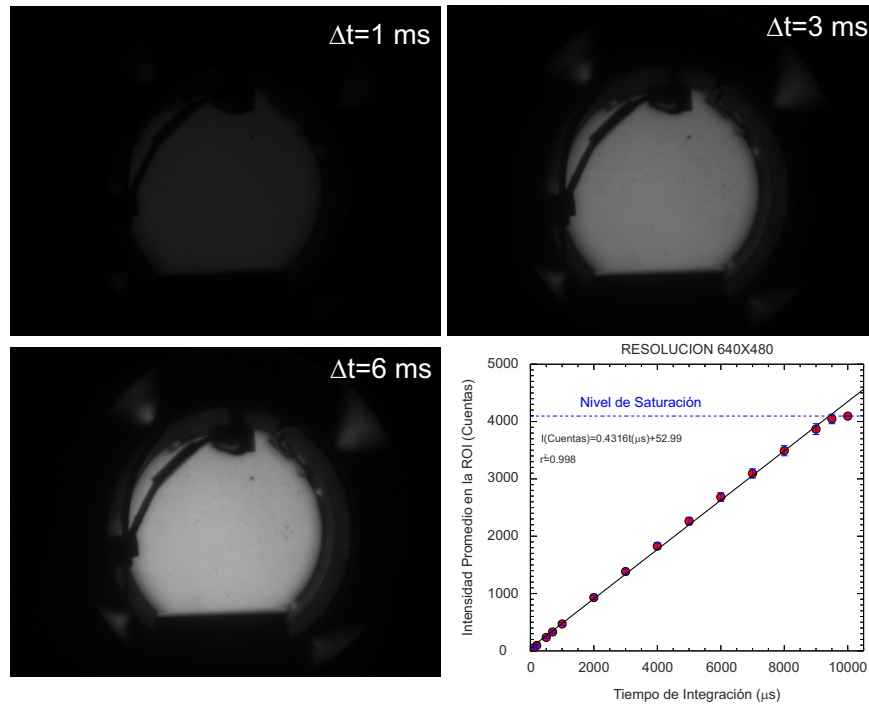


Figura 4.9: Tomas Master Flat adquiridas con tiempos de exposición de 1, 3 y 6 ms. Representación de la intensidad promedio de la zona central homogénea en función del tiempo de exposición.

También se ha realizado un estudio de la dependencia de la señal de la cámara con la distancia de la esfera integradora al puerto de entrada del tubo. Para ello, se ha fijado el tiempo de exposición en $\Delta t_{IS} = 4$ ms y se ha posicionado la esfera integradora a tres distancias distintas: 12.5 cm, 7.5 cm y 0.0 cm (puertos situados tangencialmente). Para cada posición, se tomó varias imágenes, y se obtuvieron los histogramas de intensidad de una ROI definida en la zona homogénea (Fig.4.10).

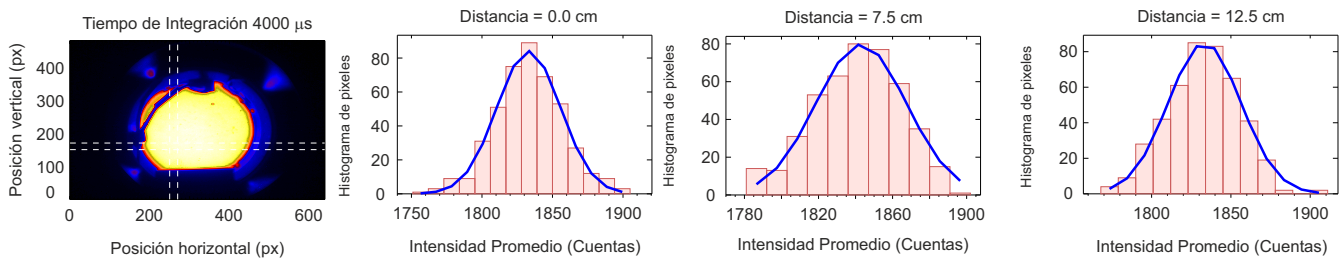


Figura 4.10: Histogramas de la ROI definida en la zona central de los fotogramas obtenidos con la esfera integradora para varias distancias entre la esfera y el puerto de entrada del sistema óptico.

Como se puede observar, los histogramas de intensidad de la ROI, definida en la zona homogénea, muestran que la respuesta de la cámara es independiente de la distancia de la esfera al puerto al menos hasta una distancia de 12.5 cm.

También se ha estudiado la influencia de la resolución de la cámara. Para ello, se posicionó la esfera a una distancia de 7.5 cm, y se tomaron fotogramas variando tanto el tiempo de exposición (con tiempos de 1,3 y 6 ms) como la resolución de la cámara. Para cada imagen adquirida, se definió una ROI en la zona homogénea y se promedió la intensidad de esa región. Una representación de la intensidad promedio de la ROI para cuatro resoluciones distintas (que abarcan el rango completo de todas las resoluciones posibles que ofrece la cámara) y tres tiempos de integración distintos se muestran en la (Fig.4.11).

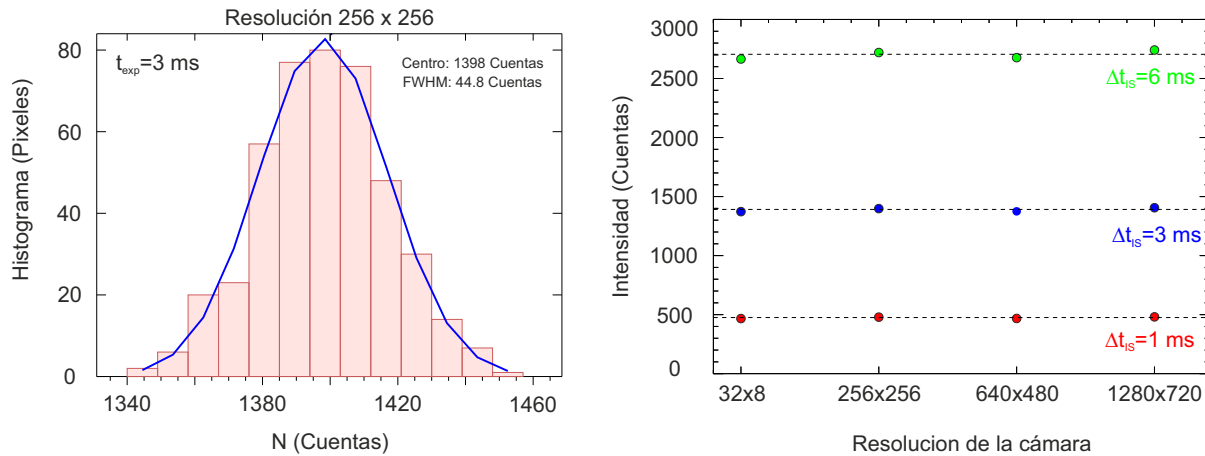


Figura 4.11: (a) Histograma de la intensidad de los píxeles que constituyen la ROI en un frame tomado con una resolución de 256x256 y un tiempo de integración de 3 ms. (b) Máximo del histograma de la ROI para distintas resoluciones y tiempos de exposición de la cámara.

En la imagen se puede observar como la respuesta promedio de la ROI es independiente de la resolución con la que se tomen las medidas, aunque si presenta dependencia con el tiempo de exposición, como se vio en el estudio de linealidad, lo cual significa que un cambio en la resolución solo afecta al número de píxeles activos en el chip de la cámara durante una medida.

4.2.4. Montaje B

En ocasiones, la cámara debe alejarse de su soporte físico (Montaje A) y en su lugar se sitúa un bundle de fibras ópticas (de cerca de 5 m de longitud) cuyo objetivo es transmitir la luz hacia su extremo final donde una lente focaliza el haz de luz sobre el chip de la cámara, localizada en una posición externa. Para estimar la respuesta del chip de la cámara en esta configuración, la esfera integradora se situó a 7.5 cm del puerto de entrada del tubo y el filtro óptico se colocó a la entrada del bundle de fibras.

Un esquema del montaje experimental junto a una fotografía del mismo se muestra en la siguiente figura (Fig.4.12):

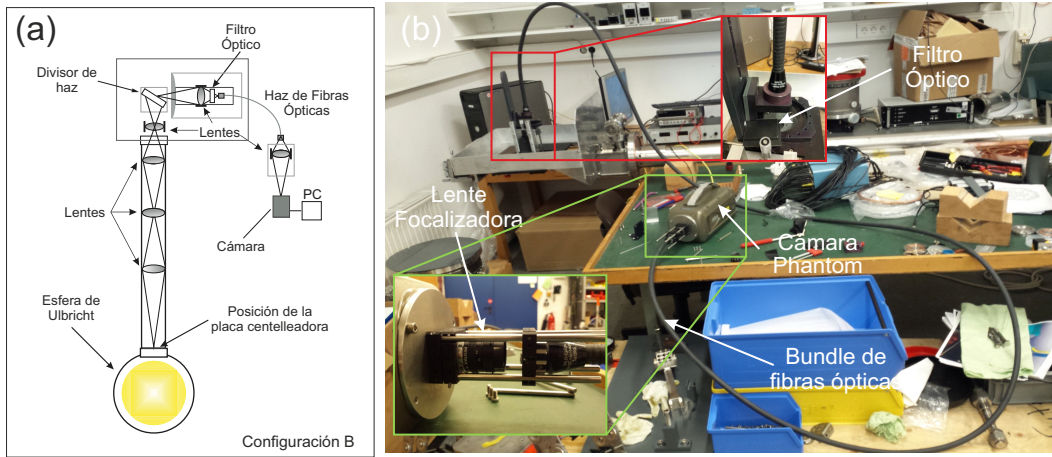


Figura 4.12: (a) Representación esquemática del set-up experimental usado para la calibración del sistema óptico y la eficiencia de la cámara usando una esfera integradora. (b) Imagen del montaje experimental durante el proceso de calibración.

Una imagen de la respuesta de la cámara en esta configuración se muestra en la Fig.4.13, para un tiempo de exposición fijo $\Delta t_{IS} = 42$ ms.

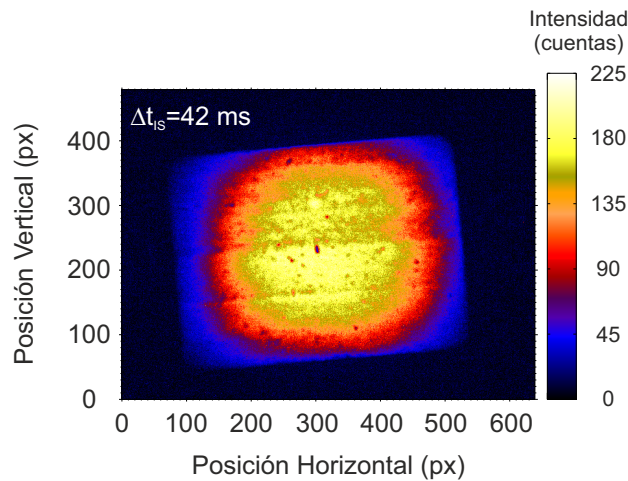


Figura 4.13: Toma Master Flat de la esfera integradora tomada con un tiempo de exposición de 42 ms cuando la cámara se conecta al bundle de fibras ópticas.

Al igual que en el montaje A, el fondo se substrajo de la imagen de manera automática gracias al obturador de la cámara.

Como se puede observar de las imágenes, la configuración con el bundle produce una intensidad menos homogénea sobre el chip de la cámara que con la configuración sin bundle. Además, se observa que el coeficiente de transmisión de la fibra óptica produce una atenuación acentuada del flujo de fotones que incide sobre la cámara, encontrándose que la intensidad promedio de la zona central de la imagen es de ≈ 170 cuentas para un tiempo de exposición de 42 ms, lo cual supone una reducción de cerca del 99.05 % de la luz incidente respecto a la configuración sin fibra. La intensidad de los pixeles de las tomas Mater Flat (que depende de la configuración en las que se realicen las medidas en la descarga) y el flujo integrado de fotones permiten cuantificar el factor de calibración $\xi_{i,j}$ para cada pixel en la posición (i,j). Este factor permite relacionar las cuentas en cada pixel de los fotogramas con la tasa de fotones emitidos desde la esfera.

$$\xi_{i,j} \approx \frac{MF_{i,j}}{\Gamma_{\gamma}^{Is} \Delta t_{IS}}$$

De esta expresión, para obtener la tasa de fotones emitidos por la esfera integradora, se precisa conocer el flujo de iones de la esfera integradora Φ_{IS} (conocido gracias a la radiancia espectral y la transmisión del filtro) y la región que atraviesa, definida por cada pixel. Sabemos que cada pixel de la cámara abarca una región real de área S_{Ω} . Por tanto conocido el flujo de fotones, la tasa de fotones que atraviesa la región S_{Ω} viene dada por:

$$\Gamma_{\gamma}^{Is} = \Phi_{IS} \times S_{\Omega}$$

La determinación de S_{Ω} se debe hacer a través de la magnificación óptica del sistema (Fig.4.14). Sabemos que el área del tubo tiene un tamaño real que viene dado por la región S_{Ω} . La magnificación total de toda la óptica del sistema (aumento) hace que el tamaño sobre el chip sea menor al tamaño real para que pueda ser abarcado por la superficie del sensor.

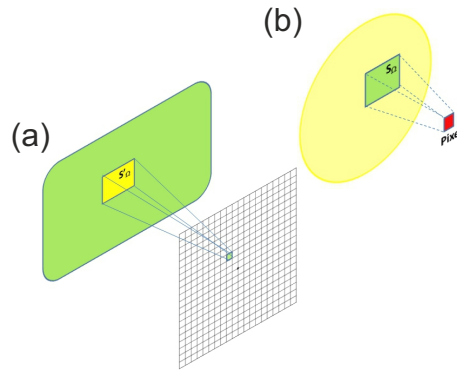


Figura 4.14: Superficie S_{Ω} abarcado por un pixel de la cámara sobre: (a) el centelleador y (b) el puerto de la esfera integradora.

Por otro lado sabemos que si en la imagen del tubo abarca un numero N de pixeles, entonces conocido el tamaño real de cada pixel S_{pixel} podemos determinar el tamaño real del tubo sobre el chip. Por tanto sabemos que el área S_{Ω} de la esfera que abarca un único pixel viene dado por:

$$S_{\Omega} = \frac{S_{Tubo}^{Real}}{N_{pixels}} = 3,0 \times 10^{-4} \frac{cm^2}{px}$$

A partir de la señal de la toma Master Flat, del flujo de fotones emitidos por la esfera integradora y del área abarcada del campo de visión por cada pixel, se construye el factor de forma para cada pixel:

$$\xi_{i,j} = \frac{\frac{MF_{i,j}}{\Delta t_{IS}}}{\Phi_{IS} \cdot S_{\Omega}}$$

4.3. Resolución del detector y el factor de colimación: El código FILDSIM

En la descripción de los detectores FILD se vio que el sistema trabaja dispersando los iones energéticos que inciden sobre el detector aprovechando el campo magnético local del tokamak. La cabeza de FILD presenta una estructura tridimensional constituida por un pinhole de entrada y una slit de salida que, en conjunto, actúan como un colimador de partículas, restringiendo las orbitas de los iones que inciden sobre el detector. La geometría de estas estructuras determina el espacio de fase (energía-pitch) de los iones rápidos que se puede medir en el centelleador. Debido a las condiciones del entorno donde debe trabajar el detector, una protección de grafito actúa como escudo térmico para proteger al sistema de cargas excesivas de calor y/o radiación. El diseño del colimador del detector evita que las partículas térmicas puedan impactar sobre el centelleador y solo medir pérdidas de iones rápidos. Además el colimador se encarga de atenuar el flujo de iones incidentes sobre el centelleador para reducir la degradación del rendimiento de emisión debido al daño por radiación. La geometría de la cabeza del detector también tiene un efecto importante sobre la resolución en energía (equivalentemente en giroradio) y en pitch angle del detector. La resolución en giroradio depende de la distancia entre el pinhole de entrada y la slit, de la distancia entre el colimador y la placa centelleadora y de la anchura de la slit, mientras que la resolución en pitch angle presenta una dependencia con la anchura y la longitud de la slit.

Actualmente los sistemas FILD de AUG presentan los siguientes parámetros (Tabla 4.1) para la estructura del colimador.

Anchura del pinhole	0.5 mm
Longitud del pinhole	2 mm
Anchura de la slit	0.5 mm
Distancia slit-pinhole	10.5 mm
Distancia colimador-centelleador	5.5 mm
Angulo de inclinación de la slit	17.5°

Cuadro 4.1: Parámetros geométricos de la estructura tridimensional del colimador.

Para poder estimar la tasa de iones que inciden sobre el pinhole, respecto a la tasa de iones que llegan al centelleador, se han llevado a cabo simulaciones de las trayectorias de los iones rápidos con el código FILDSIM. FILDSIM es un código Monte Carlo que permite la simulación de trayectorias de iones con diferentes giroradios y pitch angles en un campo magnético constante. Este código está basado en el código Efpdesign desarrollado por A. Weller para la sonda W7-AS. El código permite obtener la distribución de iones que llegan al centelleador conocida la distribución inicial, en el espacio de fases, de los iones que alcanzan el pinhole. Para ello, el código inicia aleatoriamente sobre toda la superficie del pinhole, un número determinado de marcadores con un valor de energía y pitch fijo y con valores de girofase aleatorios⁵. Para cada uno de estos iones, el código calcula la trayectoria, que comienza en el pinhole del detector, y se sigue hasta que impacta sobre la placa centelleadora o en algún elemento del colimador. Efpdesign permite una implementación sencilla de estructuras geométricas tridimensionales por lo que las simulaciones se realizan en un sistema con geometría realista. Para cada ion, el código almacena las coordenadas espaciales de dicho impacto. Para facilitar el tiempo de computo, las trayectorias seguidas por los iones desde el pinhole hasta su punto de impacto se consideran hélices, debido a que el campo magnético local en el volumen de la cabeza del detector es prácticamente constante. Por lo tanto, no hay necesidad de resolver la ecuación diferencial del movimiento, ya que la solución analítica de las órbitas de iones en el seno de un campo magnético constante es bien conocida (Fig.4.15). Las simulaciones también conducen, para cada valor de giroradio y pitch angle, a una cierta distribución sobre la superficie de la placa centelleadora. El centroide de tales distribuciones permite encontrar la relación existente entre las coordenadas espaciales sobre la placa del centelleador (espacio de pixeles) y el espacio de velocidades (giroradio-pitch).

⁵La girofase se define como el ángulo que forma la proyección de la velocidad perpendicular al campo magnético sobre el plano normal al campo magnético en el punto donde se encuentra la partícula.

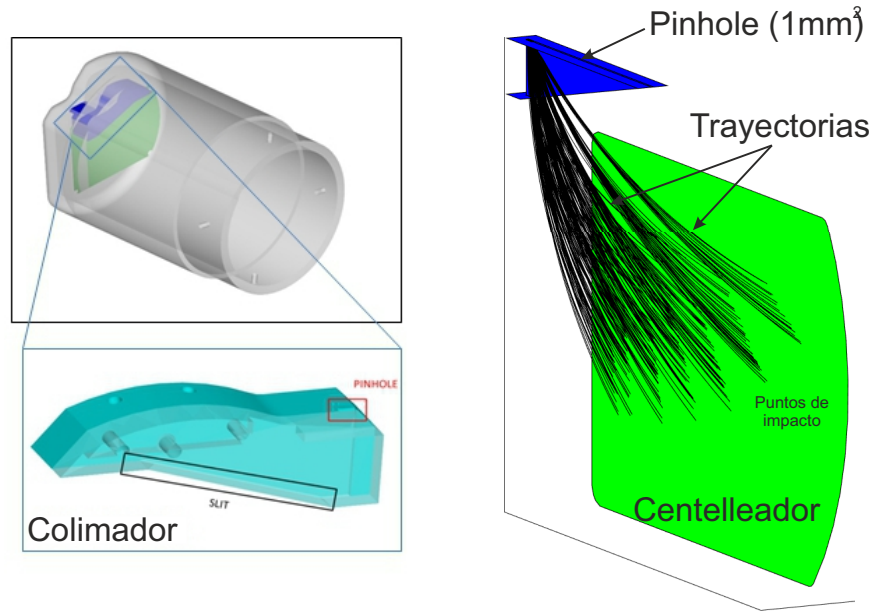


Figura 4.15: Izquierda: Diseño de la cabeza de FILD mostrando la estructura del colimador (pinole + slit) y la placa centelleadora. Derecha: Colimador (azul) junto distintas trayectorias de iones simuladas con el código FILDSIM.

Es decir, un ion que impacta sobre la coordenada (x_0, y_0) le corresponde la coordenada (Λ_0, ρ_0) en el espacio de velocidades. Un ejemplo de la conversión de un fotograma experimental al espacio de velocidades, junto a los mapas de transformación, se muestra en la Fig. 4.16. Esta transformación entre espacios permite desarrollar un mallado (denominado strike map) que proporciona tanto la energía como el pitch angle de los iones que impactan sobre el centelleador en una medida real. Por otro lado, el tamaño y la forma de estas distribuciones proporcionan información sobre la resolución detector y, en el cálculo del flujo absoluto, define el tamaño de la región de la mancha sobre el centelleador. Estas distribuciones se pueden modelar bastante bien, en primera aproximación⁶, como gaussianas. Esto significa que aquellos valores de las distribuciones, para valores distintos de giroradio y pitch angle, que solapen no serán distinguibles experimentalmente

⁶La aproximación a gaussianas es correcta para la resolución en pitch angle mientras que la resolución en giroradio se ajusta mejor a una distribución Skew normal.

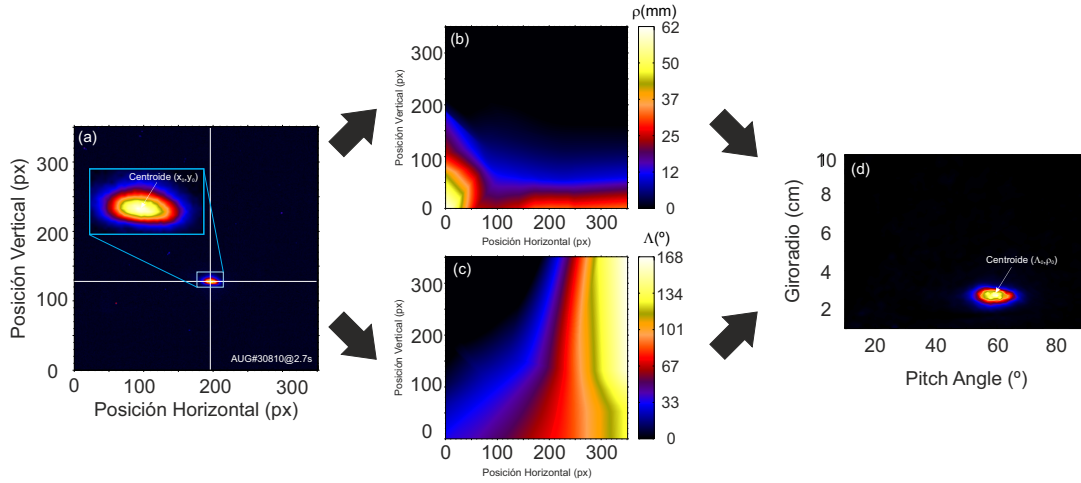


Figura 4.16: Método para pasar del espacio de píxeles de un frame (a), al espacio de velocidades de los iones incidentes en el centellador (d). Las figuras centrales muestran los mapas de conversión entre espacios para el giroradio (b) y el pitch angle (c).

En la Fig.4.17 se muestran las distribuciones en giroradio (para un valor de $\Lambda = 55^\circ$) y las distribuciones en pitch angle (para un valor de $\rho = 3,0$ cm). De los ajustes gaussianos de las distribuciones se puede observar que la resolución en giroradio empeora a medida que aumenta el valor del giroradio, mientras que la resolución en el pitch angle presenta un comportamiento constante para cualquier combinación de giroradio-pitch.

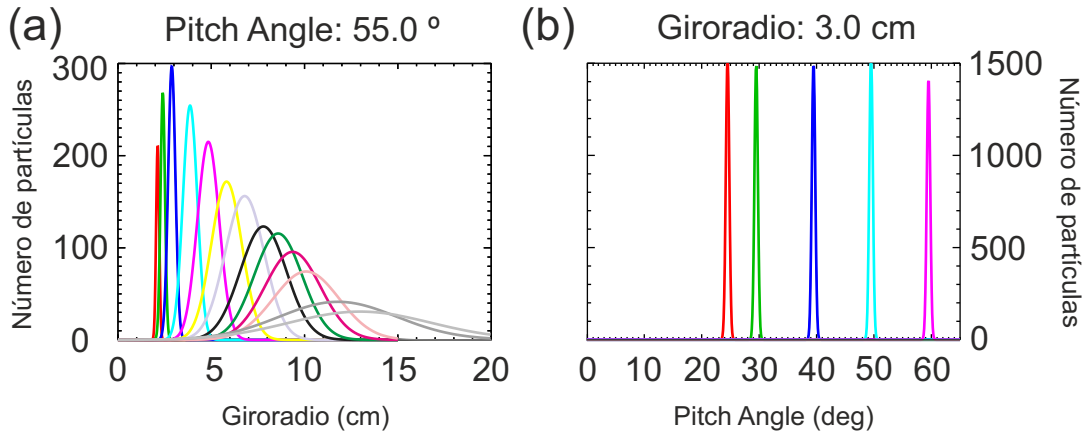


Figura 4.17: (a) Perfiles de distribución de giroradio a lo largo de la línea de $\Lambda = 55^\circ$. (b) Perfiles de distribución de pitch angle a lo largo de la línea de $\rho = 3$ cm. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores del giroradio y el pitch que se inician en el pinhole.

Para determinar el tamaño de la mancha en el espacio de velocidades, dado el centroide de la misma, modelamos la mancha como una distribución gaussiana bidimensional de la forma:

$$I(\rho, \Lambda) = A \exp \left(- \left(\frac{(\rho - \rho_o)^2}{2\sigma_\rho^2} + \frac{(\Lambda - \Lambda_o)^2}{2\sigma_\Lambda^2} \right) \right). \quad (4.1)$$

donde ρ_o y Λ_o son las coordenadas en el espacio de fases del centroide de la mancha y σ_ρ y σ_Λ son las dispersiones ⁷ de las distribuciones en giroradio y pitch angle respectivamente de las resoluciones para ese valor del centroide. La región de la mancha queda definida por una elipse cuyos semiejes tienen dimensiones $a_M = 3\sigma_\rho$ y $b_M = 3\sigma_\Lambda$:

$$\frac{(\rho - \rho_o)^2}{9\sigma_\rho^2} + \frac{(\Lambda - \Lambda_o)^2}{9\sigma_\Lambda^2} \leq 1 \quad (4.2)$$

Tras quedar definida la región en el espacio de fases, la aplicación de los mapas de transformación permiten obtener la región $\Omega(\rho_o, \Lambda_o) \equiv \Omega(E_o, \Lambda_o)$ de la mancha en el espacio real, es decir, en coordenadas de la placa centelleadora Fig.4.18.

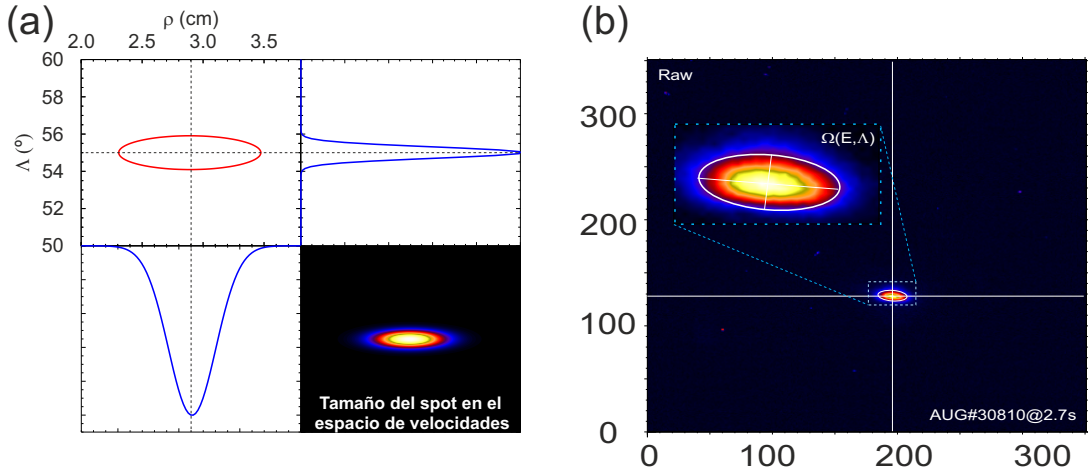


Figura 4.18: (a) Reconstrucción, en el espacio de velocidades, de la distribución de iones que impactan en el centelleador, a partir de las resoluciones en giroradio y pitch angle. (b) Región de integración definida en el espacio de píxeles.

Una discusión más extensa sobre el estudio de resolución en los FILD de AUG se puede encontrar en. Para cuantificar el efecto que tiene la geometría del colimador en el bloqueo de los iones incidentes sobre el detector, se define el factor de colimación como el cociente entre el número de iones que alcanzan el pinhole del colimador y el número de iones que impactan sobre el centelleador.

⁷Se obtienen del ajuste de las distribuciones a gaussianas a través de $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln(2)}}$

$$f_{col} = \frac{\Gamma_{scin}^{iones}}{\Gamma_{pinhole}^{iones}}$$

Este factor permite relacionar la tasa de iones que impactan sobre el centelleador con el flujo de iones que alcanzan el detector (que está relacionado con las pérdidas sobre la primera pared). Simulaciones llevadas a cabo con el código FILDSIM muestran que el colimador para los sistemas FILD de AUG transmite aproximadamente del 1-3 % de las partículas que llegan al pinhole, como se muestra en la Fig.4.19(a). Para reproducir la distribución del espacio de velocidades en el pinhole a partir de la distribución del espacio de velocidades medido sobre el centelleador, se construye una función⁸ $W(E, \Lambda)$ que depende de la energía y el pitch angle. Definimos la weighting function como:

$$\Gamma_{centelleador} = \Gamma_{pinhole} \cdot W(E, \Lambda) = \Gamma_{pinhole}^{sim} \times f_{col}(E, \Lambda) \times \epsilon(E)$$

La función obtenida se muestra en la Fig.4.19(b):

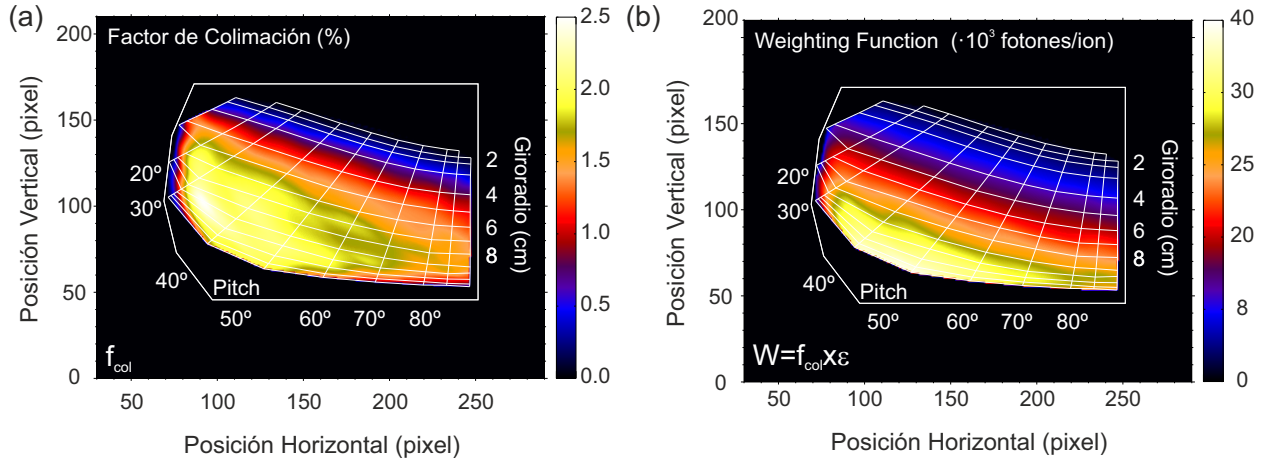


Figura 4.19: (a) Factor de colimación y (b) Weighting function para el sistema FILD con un campo magnético de 1.7 T en el volumen activo del detector. Aproximadamente del 1-3 % de las partículas que alcanzan el detector FILD impactan sobre el centelleador.

Esta weighting function es similar a la obtenida para los iones rápidos medidos con la técnica FIDA[?, W.Heidbrink2007] La calibración del sistema de adquisición de luz y la weighting function de AUG FILD permite construir una función instrumental que convierte la señal experimental de iones rápidos medidos en el centelleador con el flujo de iones rápidos que están incidiendo sobre el detector.

⁸En inglés se denomina weighting function y esa será la nomenclatura que usaremos en esta tesis.

Así para cada pixel (i,j), la función instrumental se define como:

$$\Gamma_{pinhole}^{Exp} = \frac{1}{S_{pinhole} \cdot \Delta t} \int \int_{\Omega(E, \Lambda)} \frac{M_{i,j}(E, \Lambda)}{W_{i,j}(E, \Lambda) \times \xi_{i,j}(E, \Lambda)} dE d\Lambda$$

En la anterior expresión, $I(E, \Lambda)$ es la intensidad del pixel situado en la posición (i, j), $S_{pinhole}$ es la superficie efectiva del pinhole, Δt es el tiempo de exposición de la cámara durante la descarga, $\xi(E, \Lambda)$ es el factor de calibración, $W(E, \Lambda)$ es la weighting function y $\Omega(E, \Lambda)$ es la región de integración, en el espacio de velocidades, de la mancha que queda definida a través de la resolución en energía y pitch angle asociados al centroide de la misma. A continuación se muestra una tabla con un resumen de las expresiones analíticas usadas en para el desarrollo de la función instrumental para la conversión de la señal de FILD en un flujo absoluto de iones sobre la cabeza del detector.

Expresiones Analíticas	
Flujo de fotones de la esfera de Ulbricht $\Phi_{is} = 4\pi \times \int L_{e,\lambda}(\lambda) \cdot T(\lambda) d\lambda$	Factor de calibración $\xi_{xy} = \frac{MF_{x,y}}{\Phi_{is} \times S_{\Omega} \times \Delta T}$
Tasa de fotones del centelleador $O_{x,y} = \frac{1}{\xi_{xy}} \times \frac{M_{x,y}}{\Delta T}$	Tasa de iones sobre el centelleador $\Gamma_{x,y}^{exp-Scint} = \frac{O_{x,y}}{\varepsilon}$
Weighting function $W(E, \Lambda) = f_{col}(E, \Lambda) \times \varepsilon(E)$	
Función Instrumental: Flujo de iones en el pinhole $\Gamma_{pinhole}^{exp} = \frac{1}{S_{pinhole} \times \Delta t} \iint_{\Omega(E, \Lambda)} \frac{M_{x,y}}{W(E, \Lambda) \times \xi(E, \Lambda)} dE d\Lambda$	

Figura 4.20: Expresiones analíticas para la caracterización del flujo absoluto de iones en los detectores FILD.

Capítulo 5

Medida absoluta del flujo de iones rápidos en ASDEX Upgrade

5.0.1. NBI prompt loss: Descarga AUG # 30810.

En este capítulo se presenta el flujo absoluto de pérdidas de iones rápidos medidos por el diagnostico FILD por primera vez en AUG. El detector de pérdidas de iones rápidos ha sido absolutamente calibrado, lo cual incluye la cuantificación de la eficiencia del centelleador, la geometría del colimador, la transmisión óptica y eficiencia de la cámara presentada en los anteriores capítulos. La función instrumental presentada en el capítulo anterior para convertir las señales experimentales de pérdida de iones en flujos absolutos se ha aplicado a una descarga real, con señales correspondientes a las pérdidas asociadas a los sistemas de calentamiento NBI e ICRH medidas con FILD1. En particular, las pérdidas asociadas a los NBI (prompt loss) constituyen una herramienta útil para testear la funcionalidad del sistema para el cálculo de las pérdidas absolutas. Para ello, se ha seleccionado la descarga AUG#30810 que se caracteriza por presentar señales correspondientes a las prompt loss en un plasma sin actividad magnetohidrodinámica relevante. El campo magnético toroidal durante la descarga es de $B_T = -2.35$ T, la corriente del plasma es de $I_p = 1.0$ MA y el factor de seguridad $q_{95} = 3.8$. Durante esta descarga, los sistemas principales de calentamiento son el NBI#3 que opera a 60 keV inyectando una potencia de 2.5 MW y el sistema ICRH que inyecta una potencia de 4.2 MW. El canal seleccionado para mostrar la temperatura electrónica en el borde del plasma, medida con el diagnostico ECE, corresponde al situado en la coordenada¹ radial $\rho_{pol} = 0.95$. La temperatura medida aumenta hasta valores elevados cuando el sistema ICRH se pone en funcionamiento.

¹ $\rho_{pol} = \sqrt{\frac{\psi - \psi_a}{\psi_s - \psi_a}}$ donde ψ_a y ψ_s son los valores del flujo poloidal en el eje magnético y separatrix respectivamente.

La densidad en el borde del plasma se mide en la posición $\rho_{pol}=0.8$. Las fluctuaciones que se observan en el núcleo del plasma se deben a la presencia de un tipo de inestabilidad MHD conocida como sawtooth crash, que no afecta a la naturaleza de las pérdidas asociadas a las prompt loss. En la Fig.5.1 podemos encontrar la evolución temporal de los diagnósticos más relevantes del plasma para esta descarga.

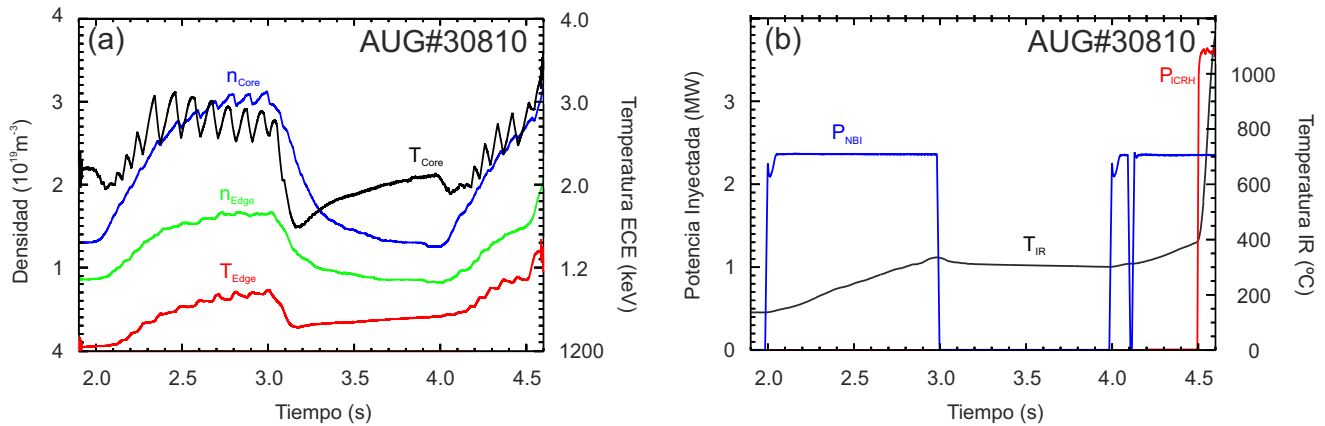


Figura 5.1: AUG #30810: (a) Eje Izquierdo: Evolución temporal de la densidad en el núcleo (azul) y en el borde del plasma (verde). (a) Eje Derecho: Evolución temporal de la temperatura electrónica en el núcleo (negro) y en el borde del plasma (rojo). (b) Eje izquierdo: Evolución temporal de la potencia inyectada al plasma por los sistemas de calentamiento. (b) Eje Derecho: Evolución temporal de la temperatura del pinhole medida con una cámara infrarroja.

5.1. Medidas experimentales de las pérdidas absolutas con FILD1

En la Fig.5.2(a) se muestra un frame Raw, junto al mallado del espacio de velocidades, de las pérdidas inducidas por el sistema NBI medida con FILD1 para la descarga AUG#30810 en el instante de tiempo $t=2.7$ s. Este fotograma contiene la información original (O) de la tasa de fotones emitida por el material centelleador que detecta la cámara en ese instante de tiempo. El tiempo de exposición Δt para este frame es de 0.002 s y se adquirió entre los instantes 2.698 s a 2.7 s de la descarga. Esto significa que el frame representa la respuesta a los fotones que, durante un tiempo de 2 ms, han impactado con el chip y generando carga en los fotolitos de la cámara.

La señal experimental de las pérdidas se observa como una mancha bien definida centrada en un valor de giroradio de aproximadamente 2.8 cm y de pitch angle de 55° . El campo magnético en la cabeza del detector era de 1.73 T. El valor del campo magnético local y del giroradio permite estimar que la energía de los iones es de 60 keV (correspondiente a la energía de inyección principal del NBI#3). Para poder estimar la tasa de iones que están impactando en el centelleador, los frames de esta descarga fueron calibrados según el procedimiento explicado en el capítulo anterior. Para ello se obtuvo el frame Master Dark promediando varios frames de fondo obtenidos al principio de comenzar la descarga. El fotograma Master Dark junto al fotograma Master para el fotograma Raw considerado se muestran en las Fig.5.2(b) y Fig.5.2(c) respectivamente.

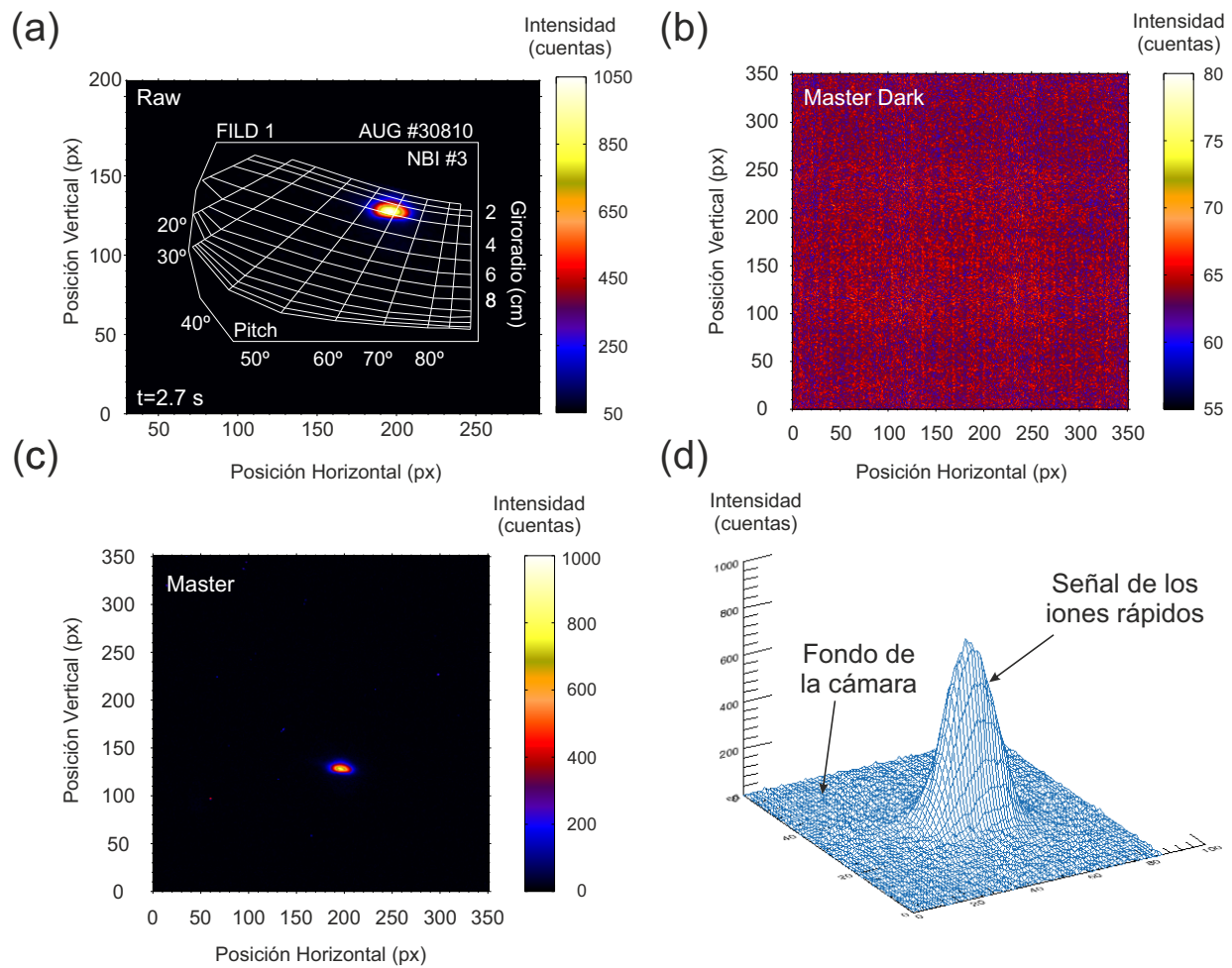


Figura 5.2: (a) Frame Raw de la descarga AUG#30810 en $t=2.7$ s mostrando el típico patrón de luz de las pérdidas asociadas a las NBI prompt loss. (b) Frame Master Dark. (c) Frame Master. (d) Imagen tridimensional de la señal del frame Master mostrando la forma de la señal de las prompt loss. Nótese como la relación señal/ruido se ha reducido tras la calibración del frame.

La función instrumental presentada en el capítulo anterior se ha aplicado a los frames de esta descarga (incluido el que se acaba de presentar) para obtener la evolución temporal de las pérdidas de iones rápidos que inciden sobre el pinhole del detector. La tasa de iones que inciden sobre el centelleador, para el instante de tiempo considerado, se muestra en la Fig.5.3.

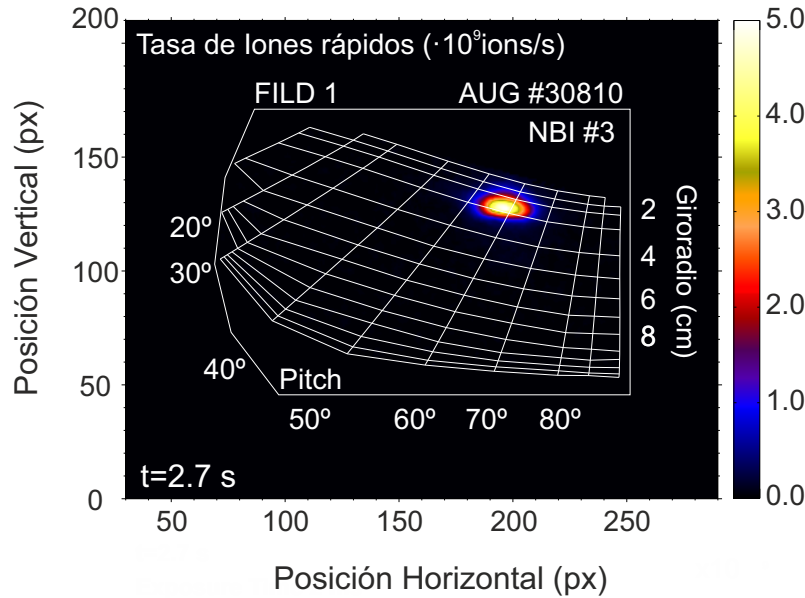


Figura 5.3: Tasa de iones rápidos que están incidiendo sobre el material centelleador en la descarga AUG#30810 en el instante de tiempo $t=2.7$ s. La integral del spot permite obtener la tasa absoluta de iones que inciden sobre el centelleador.

5.2. Comparativa con medidas experimentales mediante el uso de cámaras infrarrojas.

En la mayoría de los tokamaks, se encuentran instalados diagnósticos constituidos por cámaras infrarrojas que miden la carga térmica total sobre el divertor y las componentes de la primera pared del reactor procedentes de la radiación presente en el plasma así como del flujo de partículas térmicas y supratérmicas. Por lo tanto, las medidas estándar de las cámaras infrarrojas pueden usarse como un límite superior para las pérdidas absolutas de iones rápidos obtenidas con el diagnostico FILD. En este trabajo, una cámara infrarroja posicionada para monitorizar la cabeza de FILD1 se ha utilizado para medir el calentamiento y cuantificar la carga térmica total que incide sobre la cabeza del detector. En la Fig.5.4 se puede observar la temperatura de la cabeza del detector en el instante de tiempo $t=2.7$ s.

Se observa que en la región inferior del detector se alcanza temperaturas de hasta 1200°C mientras que la zona cercana al pinhole de entrada presenta una temperatura entre 300°C a 400°C . Debido a la difusividad térmica del material de la cabeza, la temperatura de la placa centelleadora siempre se encuentra por debajo de las temperaturas medidas en la cabeza. Un termopar instalado en el lado interno del protector de grafito de la cabeza se utiliza para monitorizar la temperatura de la placa centelleadora. Durante esta descarga, la temperatura de la placa centelleadora se mantuvo en todo momento inferior a 100°C , lo cual implica que el rendimiento del material centelleador no se verá afectado significativamente respecto a su valor a temperatura ambiente.

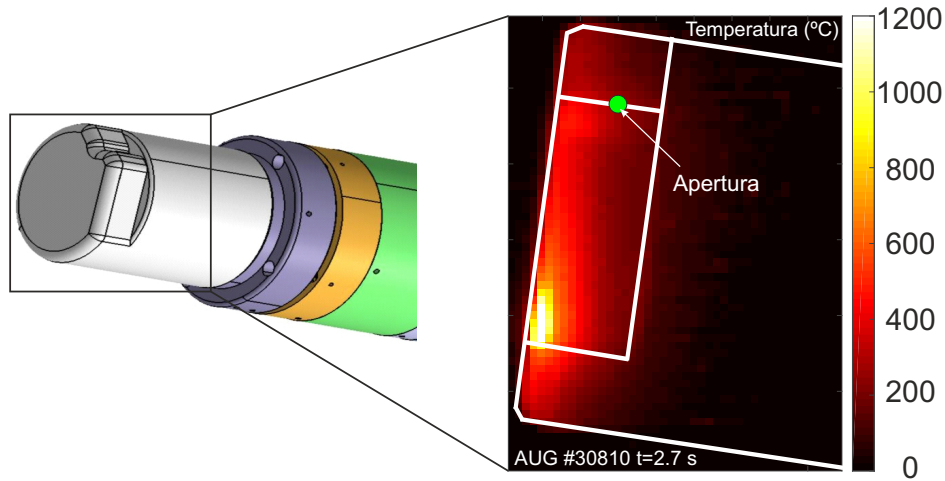


Figura 5.4: Mapa de temperaturas en la cabeza de FILD1 obtenido con una cámara infrarroja para la descarga AUG#30810 en $t=2.7\text{s}$. La posición del pinhole de entrada del detector se indica con el punto verde.

El modelo de Birk predice que la respuesta del TG-Green para iones de deuterio a 60 keV es aproximadamente 4900 fotones/ion a temperatura ambiente. La evolución temporal de la carga térmica obtenida con la cámara infrarroja en diferentes posiciones de la cabeza se muestran en la Fig.5.5 para la ventana temporal $t=[1.5,4.52]\text{ s}$. Como se puede observar, la cabeza del detector se ve sometida a diferentes cargas de calor dependiendo de la zona en la que se mida, representadas por diferentes líneas de colores en la imagen, así entre la línea verde y la línea azul en la imagen, existe una diferencia de la carga térmica considerable, lo que pone de manifiesto la escala métrica de variación de la carga térmica, con altos gradientes. Se puede observar la diferencia entre la carga térmica antes y después de encender el NBI #3 en el instante de tiempo $t=2.0\text{ s}$. En la zona inferior de la cabeza se produce un pico de carga térmica cercano a 40 MW/m^2 y como se produce una carga térmica excesiva a partir de 4.52 s , instante en el que se enciende el sistema de calentamiento ICRH.

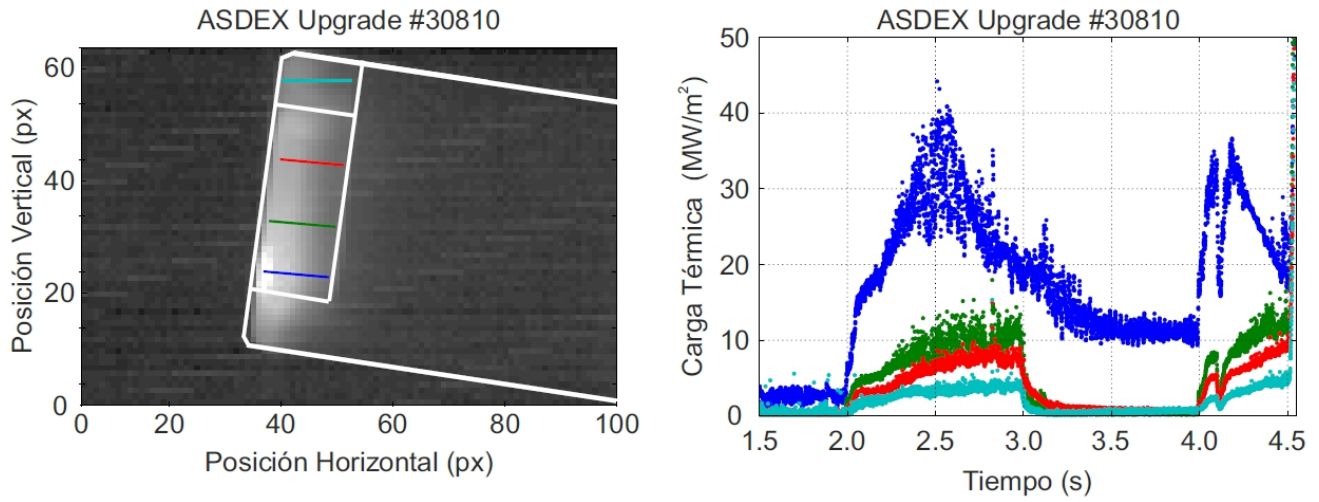


Figura 5.5: (a) Imagen de la cabeza del detector obtenida con la cámara infrarroja. Se muestra el contorno de la cabeza y diferentes líneas de colores localizadas en distintas zonas del detector. (b) Evolución temporal del máximo de las pérdidas térmicas para cada una de las regiones analizadas.

5.3. Comparativa mediante simulación con el código ASCOT.

Para poder comprar los resultados experimentales obtenidos de las pérdidas de iones rápidos para la descarga analizada, las pérdidas de iones sobre la primera pared procedentes del NBI#3 se han modelado con el código de órbita completa ASCOT. Para poder realizar una simulación con el código ASCOT de las NBI prompt loss, el código precisa la información de las características físicas del plasma, la geometría de la pared, la temperatura y densidad del plasma, el equilibrio magnético y las características del inyector considerado. Para este estudio se ha modelado el NBI#3 en el instante de tiempo de $t=2.7$ s. El código ASCOT cuenta con módulos que proporcionan la localización del NBI junto a la geometría de inyección para modelar el haz de iones. A partir de los perfiles de densidad y de temperatura realistas obtenidos con AUGPED en función del flujo poloidal normalizado, el código ASCOT modela la distribución de ionización, es decir proporciona las coordenadas (R, ϕ, Z) donde cada ion del haz del inyector ioniza, junto a su energía y pitch angle. Además en la distribución obtenida se puede identificar las componentes de energía principal, mitad y un tercio ($E_0, \frac{E_0}{2}$ y $\frac{E_0}{3}$) para cada inyector.

Los perfiles utilizados junto a la distribución de ionización del NBI#3 se muestran en la Fig.5.6.

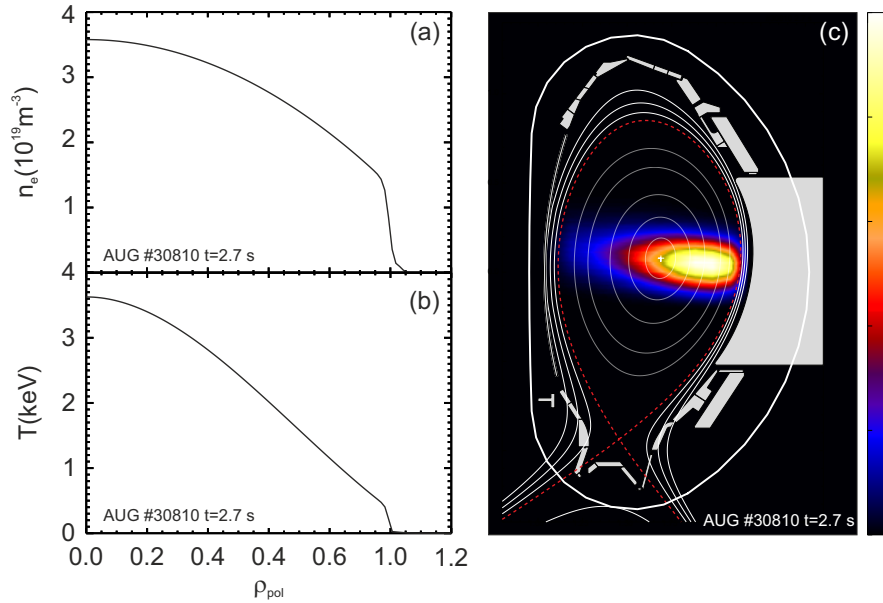


Figura 5.6: Perfiles cinemáticos de la descarga AUG#30810 en $t=2.7$ s: Perfil de densidad (a) y perfil de temperatura (b) en función de la coordenada radial ρ_{pol} . (c) Imagen de la proyección poloidal de la densidad de ionización con los perfiles seleccionados para el NBI#3.

Los neutrales ionizados son atrapados por el campo magnético y circulan en el plasma sobre diferentes órbitas que dependen de la posición de deposición, la energía de iones rápidos, la geometría de NBI y la estructura del campo magnético. En las simulaciones realizadas, se han seguido las trayectorias individuales² de 5×10^5 marcadores de Monte Carlo durante un tiempo de seguimiento de 0.1 ms. Cada marcador de Montecarlo representa 0.563×10^{15} partículas/s en el campo magnético del tokamak sin considerar colisiones, siendo la distribución de NBI simulada compatible con la distribución NBI real. Una trayectoria típica de un ion rápido impactando sobre AUG FILD1 (situado justo encima del plano medio del tokamak en $z = 0.30$ m y en una posición radial $R = 2.161$ m) se representa en la Fig.5.7. Si en ese intervalo de tiempo, el marcador impacta con algún elemento de la primera pared, que se encuentra modelada en el código con una geometría realista³, el código proporciona las coordenadas espaciales (R, ϕ, Z) donde cada marcador impacta. También proporciona la energía del ion, el pitch angle en el momento del impacto, el tiempo de vuelo desde el punto donde se originó hasta que impacta y las componentes del campo magnético en el punto de impacto.

²Las trayectorias de los iones se hacen con un paso de tiempo asociado a las trayectorias en el modo guiding center hasta que la trayectoria de la partícula se aproxima a algún elemento de la pared a menos un giroradio de distancia. A partir de ese momento, el procesamiento de la trayectoria pasa a full orbit, redefiniendo el paso de tiempo.

³La geometría incluye el modelado tridimensional de la cabeza del detector en la pared.

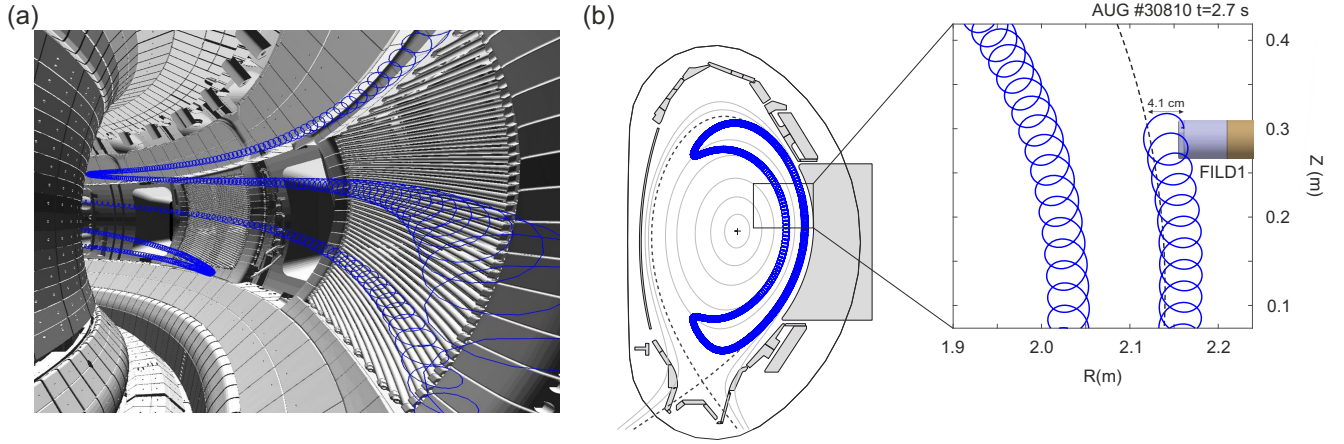


Figura 5.7: (a) Trayectoria tridimensional de un ion rápido dentro de la vasija del reactor obtenida con el código de simulación ASCOT. (b) Vista poloidal de una órbita banana (azul) con $E = 60$ keV y $\Lambda = 55^\circ$ incidiendo sobre FILD para la descarga AUG#30810 en $t = 2.7$ s. Se muestra la posición de FILD1 dentro de la vasija mostrando la distancia entre el detector y la separatrix.

El flujo de partículas que impactan sobre las paredes se describe mejor en el plano (θ, ϕ) , ya que a partir de la localización (R, ϕ, Z) , se puede obtener $(r(\theta), \theta)$ invirtiendo las relaciones:

$$R = (R_0 + r(\theta)\cos(\theta)) \quad z = r(\theta)\sin(\theta) \quad (5.1)$$

para obtener:

$$\tan(\theta) = \frac{z}{R - R_0} \quad r = \sqrt{(R - R_0)^2 + z^2} \quad (5.2)$$

donde el ángulo poloidal se representa como θ en el rango $[-180^\circ, 180^\circ]$ y el ángulo toroidal ϕ en el rango $[0-360^\circ]$. La potencia $P_{Perdidas}(\theta, \phi)$ que se deposita en la pared debido a la colisión de cada partícula, en cada posición (θ, ϕ) , se evalúa mediante la expresión:

$$P_{Perdidas}(\theta, \phi) = E_{ion}(\theta, \phi) f \frac{P_{NBI}}{\sum_{(\theta, \phi)} E_{ion}(\theta, \phi)} \quad (5.3)$$

En esta expresión, P_{NBI} representa la potencia total inyectada por el sistema de calentamiento en MW. Para la descarga AUG#30810, el NBI inyecta una potencia de 2.5 MW. f es la fracción de partículas que se pierden respecto a las partículas simuladas y $E_{ion}(\theta, \phi)$, es la energía que lleva el ion al impactar en el punto de la pared localizado en la posición (θ, ϕ) . A partir de esta descripción es posible obtener un mapa del flujo de partículas sobre la cabeza (en MW) haciendo un histograma en dos dimensiones de las pérdidas en el plano toroidal-poloidal obtenido mediante la expresión anterior.

Para evaluar las pérdidas en MW/m^2 se precisa asociar una superficie a cada región (θ, ϕ) en el histograma. La superficie ΔS asociada a cada región centrada en (θ, ϕ) viene dado por:

$$\Delta S = \left\| \frac{\partial \vec{X}}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{X}}{\partial \phi} \right\| \Delta \theta \Delta \phi \quad \text{con} \quad \vec{X} = \begin{pmatrix} (R_0 + r(\theta)\cos(\theta))\cos(\phi) \\ (R_0 + r(\theta)\cos(\theta))\sin(\phi) \\ r(\theta)\sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

El histograma que muestra la distribución de potencia por unidad de superficie que se pierde en la pared del reactor se muestra en la Fig.5.8(a). La Fig.5.8(b) muestra, en escala logarítmica, el heat load que incide sobre la cabeza del detector. Se puede observar que el heat load debido a los iones rápidos en la primera pared del reactor dan lugar a flujos máximos inferiores $1 \text{ MW}/\text{m}^2$. Las pérdidas se concentran principalmente en el divertor del reactor situado en la posición poloidal $\theta = -100^\circ$. Los bordes de las antenas del sistema ICRH también se llevan parte del heat load debido a las prompt loss como se observa en la región entorno a $\theta = 50^\circ$ al ser los elementos de la pared que más sobresalen de la misma y se encuentran más cerca de la posición de la columna de plasma. En la imagen se puede observar la posición en la que se encuentra FILD1. En la cabeza del detector se puede observar que el heat load obtenido mediante simulación incide principalmente en la base de la cabeza del detector mientras que los laterales del detector reciben menos heat load, que puede llegar a una diferencia de hasta 2 órdenes de magnitud. El heat load obtenido en la posición del pinhole de entrada del detector se encuentra en torno a $450\text{-}500 \text{ kW}/\text{m}^2$.

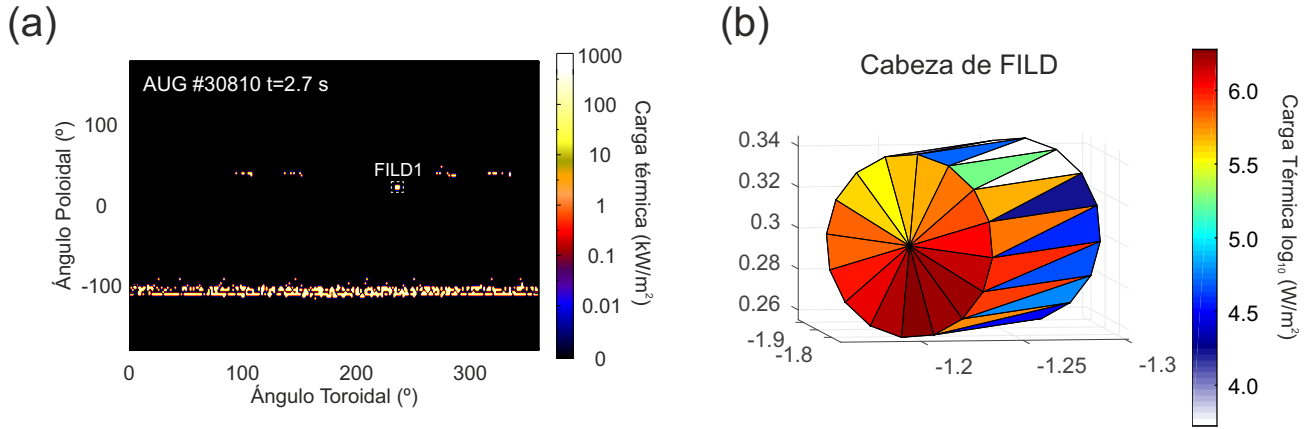


Figura 5.8: (a) Carga térmica sobre la pared de AUG para la descarga AUG#30810 en el instante $t=2.7 \text{ s}$. (b) Carga térmica en la cabeza del detector FILD (en escala logarítmica).

5.4. Pérdidas de Iones rápidos en ASDEX Upgrade

La evolución temporal de las pérdidas de iones rápidos del NBI en la cabeza del detector FILD1 para la descarga AUG#30810 considerando que el centelleador se mantiene a temperatura ambiente, se presenta en la Fig.5.9(a) y Fig.5.9(b) junto con la carga térmica medida en la misma posición (pinhole) por la cámara infrarroja.

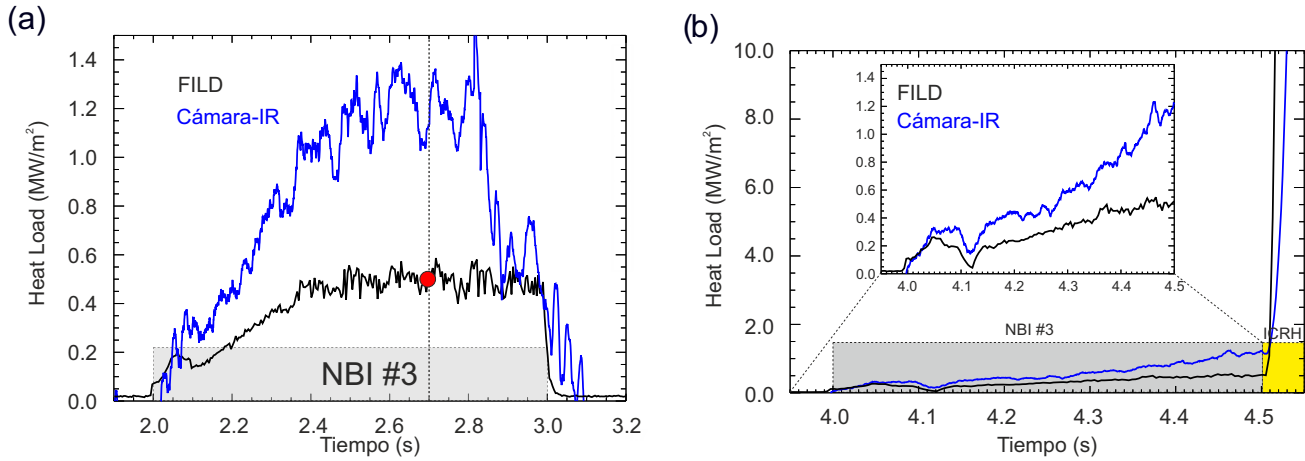


Figura 5.9: (a) Evolución temporal de las pérdidas absolutas de iones rápidos medidas con FILD1 (señal negra) y carga térmica medida con la cámara infrarroja (señal azul) durante la fase NBI para la descarga AUG#30810. El heat load obtenido en el pinhole mediante la simulación con ASCOT se muestra con un punto rojo. (b) Evolución temporal de las pérdidas absolutas de iones rápidos medidas con FILD1 (señal negra) y carga térmica medida con la cámara infrarroja (señal azul) durante la fase de NBI+ICRH.

También se muestra la simulación realizada con ASCOT que se ha comparado con las medidas experimentales obtenidas con FILD y la cámara infrarroja. En la figuras se pueden observar que existe una notable correlación entre la evolución temporal de la señal obtenida con la cámara infrarroja en el pinhole de entrada y las pérdidas de iones rápidos medidos por FILD, lo cual indica que el heat load medido en el pinhole proviene principalmente de las NBI prompt loss que calientan la superficie externa del colimador. La señal de la cámara infrarroja se encuentra por encima de la señal medida con FILD. La señal obtenida con la cámara infrarroja no es sólo debida al flujo de iones rápidos, sino que también proviene de otras fuentes que contribuyen a la carga térmica, como la radiación, el plasma térmico, etc, por eso siempre se encuentra por encima de la media con la cámara infrarroja. La razón de la disminución de la carga térmica en $t=2.85$ se desconoce.

Un cambio en la física de la SOL que afecta al transporte de partículas térmicas podría ser responsable de este cambio en la medida de IR mientras que el flujo de iones rápidos permanece constante. El heat load obtenido mediante la simulación con ASCOT presenta un valor alrededor de $450\text{-}500\text{ kW/m}^2$, que presenta una buena concordancia con las medidas absolutas obtenidas con FILD. El heat load obtenido en el marco del desarrollo de esta tesis es consistente con el estimado mediante diagnósticos de infrarrojos en el tokamak AUG y en el tokamak DIII-D para una descarga calentada con el sistema NBI con un equilibrio magnético y características del plasma similares.

Capítulo 6

Resumen y Conclusiones

En este capítulo se expone de manera resumida el trabajo y aportaciones llevado a cabo durante la realización de esta tesis y se presenta las principales conclusiones obtenidas. El trabajo desarrollado en esta tesis ha proporcionado una gran cantidad de resultados pioneros. La complejidad y el reto analítico que ha supuesto la calibración absoluta de los detectores de pérdidas de iones rápidos basados en materiales centelleadores constituyen un estudio novedoso en el campo de la detección de estas partículas supratérmicas. El principal resultado que se ha obtenido en este trabajo ha sido **la capacidad de ampliar el campo de aplicabilidad de los detectores FILD para poder realizar una estimación, in situ y a tiempo real, de las pérdidas de iones rápidos que se producen en los actuales dispositivos de fusión nuclear**. Estos resultados ofrecen mucha información para que los expertos en iones rápidos puedan profundizar en el conocimiento de la física subyacente a los mecanismos de transporte y pérdidas asociados a dichas partículas supratérmicas y constituyen una prueba experimental fundamental para la validación y testeo de los distintos códigos de simulación de trayectorias y transporte de partículas, lo cual permite mejorar la capacidad de hacer predicciones en los futuros reactores como ITER y DEMO y otros dispositivos de fusión.

6.1. Contribuciones originales a este trabajo

- En relación al desarrollo instrumental, se ha diseñado y puesto a punto una nueva cámara de vacío acoplada al acelerador Tándem del CNA y se ha implementado un sistema experimental que ha permitido aplicar, por primera vez en el CNA, la técnica de ionoluminiscencia en un rango de temperaturas entre temperatura ambiente y 500°C.

- Se han estudiado y caracterizado los rendimientos luminiscentes (en términos de fotones por ion) de 3 materiales centelleadores seleccionados por ser usados en distintos detectores FILD: $SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$ (TG-Green), $Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+}$ (P46) e $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ (P56). Se han obtenido los rendimientos absolutos para protones, deuterio y partículas alfa en un rango de energía entre 600 keV y 3.5 MeV. Los resultados experimentales se ajustan al modelo de Birk, lo cual nos permite calcular el rendimiento luminiscente para otros iones y/o energías.
- Nuestros estudios muestran una disminución del rendimiento ionoluminiscente (quenching térmico) a medida que aumenta la temperatura de los centelleadores, aunque esta atenuación es aceptable en el caso del P56 incluso a 500°C, mientras que para el TG-Green la eficiencia absoluta cae por debajo del 2% con respecto a su emisión a temperatura ambiente para temperaturas $T > 400^\circ C$.
- Se han llevado a cabo estudios de la degradación del rendimiento luminoso en función del tipo de ion y de la temperatura del fósforo. Entre los materiales analizados, el P56 es el que presenta una mayor resistencia a la irradiación iónica. Los resultados se han podido analizar utilizando el modelo de Black-Birk. Se ha observado que la fluencia necesaria para disminuir el rendimiento a la mitad aumenta con la temperatura, lo que indica la presencia de procesos de annealing térmico que ayudan a la recuperación del daño por radiación. Desde un punto de vista práctico, este estudio nos proporciona importante información sobre la durabilidad de estos materiales en las condiciones de trabajo de los distintos dispositivos de fusión.
- Los resultados del estudio de la repuesta temporal del del TG-Green y P56 obtenidos con un haz pulsado de iones han revelado que el tiempo de decaimiento no varía substancialmente entre 25°C y 500°C y que la respuesta temporal del P56 es demasiado lenta (1 ms) para seguir las inestabilidades MHD existentes en plasmas de fusión.
- A partir de estos resultados obtenidos, valoramos que el material P56 es el más adecuado para la operación en diagnósticos a altas temperaturas que no precisen una respuesta temporal rápida. El TG-Green ha demostrado ser el material más adecuado para poder seguir las rápidas fluctuaciones existentes en plasmas de fusión. Además, su rendimiento no decae apreciablemente hasta $T > 300^\circ C$, por lo cual es el material utilizado en los detectores FILD que tenemos instalados en distintos dispositivos de fusión.

- La calibración absoluta del rendimiento de los centelleadores, del sistema de detección óptico y de la influencia de la geometría del colimador han permitido desarrollar una función instrumental que se ha aplicado para proporcionar, por primera vez, las medidas absolutas del número de iones rápidos que se pierden en los reactores de plasma de fusión a partir de la señal proporcionada por los detectores FILD.
- Estos resultados se han utilizado para cuantificar las pérdidas de iones rápidos en plasmas con distintos sistemas de calentamiento externo, en particular, se ha estudiado las pérdidas de iones rápidos asociadas a los inyectores de haces neutros y a los iones rápidos debidos al calentamiento mediante radiofrecuencias. En el caso de los iones rápidos debido al inyector de haces neutros se ha encontrado unos niveles de pérdidas entre $450\text{-}500 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ mientras que las pérdidas asociadas a ICRH son un orden de magnitud mayor.
- Se ha realizado un estudio comparativo entre la señal obtenida con FILD y la carga térmica que se nos ha proporcionado por el diagnostico de cámaras infrarrojas instalado en AUG. Se ha determinado que existe una clara correlación entre la señal de la cámara infrarroja y la señal de FILD, estando la primera por encima debido que la cámara IR mide la carga térmica total procedentes tanto de la radiación del volumen del plasma así como del flujo de partículas térmicas y supratérmicas, por lo que la carga térmica puede usarse solamente como un límite superior para las pérdidas de iones rápidos.
- Se ha reportado un acuerdo excelente entre las medidas experimentales obtenidas con FILD y los datos que se nos han proporcionado de las pérdidas en la cabeza del detector mediante simulación con el código ASCOT para las perdidas asociadas a la inyección de haces neutros.

6.2. Futuras líneas de investigación.

El desarrollo y principales conclusiones presentadas en esta tesis abren nuevas líneas de investigación para el futuro, en particular en el campo de la caracterización de las muestras centelleadoras. A continuación se hace un esbozo de las posibles vías de actuación para la continuidad y mejora de esta investigación:

- En los actuales dispositivos de fusión nuclear, el flujo de radiación γ y de neutrones no afectan, de manera significativa, al rendimiento luminiscente de los materiales centelleadores, sin embargo, ésta aseveración ha de ser comprobada cuando el flujo de fotones y neutrones (reacciones: $\text{D}+\text{T} \rightarrow \alpha+\text{n}$) sea elevado.

Es por ello que se debe realizar una completa caracterización del comportamiento de los materiales centelleadores a la irradiación con fotones gamma y con neutrones y estudiar su respuesta luminiscente, que servirá para comprobar la viabilidad del uso de este tipo de detectores en la siguiente generación de reactores de fusión (ITER) donde se esperan flujos de radiación γ cercanos a $1 \times 10^{12} \gamma/cm^2/s$ y de flujos de neutrones de hasta $1 \times 10^{14} n/cm^2/s$ para los diagnósticos situados en la primera pared del reactor.

- En Abril de 2017 se procedió a la instalación de una pequeña cámara de vacío situada a la salida de las fuentes de iones del acelerador Tándem para realizar experimentos con haces de baja energía, esto permitirá extender el estudio del comportamiento de los materiales centelleadores al rango de energías propios de los iones rápidos originados por los inyectores de haces neutros con energías características inferiores a los 100 keV las cuales eran, hasta este momento, inaccesibles en el acelerador del CNA.
- Recientemente se ha presentado un nuevo material centelleador (YAP:Ce) como un serio competidor para el TG-Green ya que estudios realizados a temperatura ambiente muestran que presenta un rendimiento mayor y una respuesta temporal más rápida (≈ 27 ns). El CNA cuenta con la instrumentación, y la experiencia adquirida durante el desarrollo de esta tesis, para verificar y extender dicho estudio a temperaturas reales de operación de los sistemas FILD y validar el posible uso de este material en los detectores de pérdidas de iones rápidos. De verificarse estas características en las condiciones en las que opera actualmente el TG-Green, el YAP:Ce podría abrir la puerta a una mejor comprensión de los mecanismos de pérdidas y al descubrimiento de nuevas inestabilidades MHD que anteriormente eran indetectables por el sistema FILD.

Apéndice A

Summary and Conclusions

This chapter summarizes the work and main conclusions obtained along this thesis, in which a considerable number of pioneering results have been achieved. The absolute calibration of the scintillator-based fast-ion loss detector (FILD) has been a complex analytical challenge and it constitutes a novel study in the field of detection of these suprathermal particles. The main result obtained from this work has been the capacity to extend the field of applicability of the FILD detectors to estimate, in situ and in real time, the fast ions losses that occur in current nuclear fusion devices. These results provide a great deal of information to study the physics behind the transport mechanisms and losses associated with these suprathermal particles and they constitute a fundamental experimental benchmark for the validation and test of different transport codes, which will enable the ability to make predictions in future reactors like ITER and DEMO.

A.1. Original contributions to this work

- In relation to the instrumental development, a new vacuum chamber connected to the Tandem accelerator of the CNA has been designed and set-up, and an experimental system has been implemented allowing, for the first time in our laboratory, to apply the ionoluminescence technique in a range of temperatures between room temperature and 500C.
- The absolute luminescence yield (in terms of photons per ion) of 3 scintillator materials ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$ (TG-Green), $Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+}$ (P46) e $Y_2O_3 : Eu^{3+} + (P56)$.), selected for their use in different FILD systems, have been obtained for protons, deuterium and alpha particles in an energy range between 600 keV and 3.5 MeV. The experimental results are in accordance with the Birk model, which allow us to calculate the luminescent yield for other ions and / or energies.

- Our studies show a decrease in ionoluminescent yield (thermal quenching) as the temperature of the scintillators increases, although this attenuation is acceptable in the case of P56 even at 500°C, while for TG-Green the absolute efficiency falls below 2% with respect to their emission at room temperature for temperatures $T > 400^\circ\text{C}$.
- The degradation of the luminescence efficiency has been studied as a function of the type of ion and the temperature of the phosphor. Among the materials analyzed, the P56 is the one that presents the greatest resistance to ionic irradiation. The results, analyzed using the Black-Birk model, show a lower degradation at higher temperature, which indicates the presence of thermal annealing processes that enhance the recovery of radiation damage. From a practical point of view, this study provides us with important information on the durability of these materials in the working conditions of the different fusion devices.
- The temporal response of the TG-Green and P56 obtained with a pulsed ion beam has revealed that the decay time of these materials does not vary substantially between RT and 500C and that the temporal response of P56 is too slow (1 ms) to follow some existing MHD instabilities in fusion plasmas.
- From these results, we consider that P56 is a suitable phosphor for the FILD operation in diagnostics at high temperatures that do not require a rapid temporal response. On the other hand, TG-Green has proven to be a suitable material to follow the rapid fluctuations in fusion plasmas. In addition, its performance does not drops appreciably until $T \geq 300^\circ\text{C}$. These are the main reasons why TG-Green is our choice for the FILD detectors that we have installed in different fusion devices.
- From the absolute calibration of the scintillator yield, the optical detection system and the influence of the geometry of the collimator, we have developed an instrumental function that has been applied to provide, for the first time, absolute measurements of the number of fast ions lost in fusion plasma reactors from the signal obtained with the FILD detectors.
- These results have been used to quantify the fast ion losses in plasmas with different external heating systems, in particular, the fast ion losses associated with the neutral beam injectors and radiofrequency heating have been studied. In the case of fast ions due to the neutral beam injector, loss levels have been found between 450-500 $\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ meanwhile the losses associated with ICRH are an order of magnitude higher.

- A comparative study was carried out between the signal obtained with FILD and the thermal load measured by infrared cameras installed in AUG. It has been determined that there is a clear temporal correlation between both signals, although the IR camera presents a higher intensity in comparison to FILD. This is expected, as the IR diagnostic measures the total thermal load from both plasma volume radiation and particles, so the thermal load determined by this method can only be used as an upper limit for rapid ion losses.
- An excellent agreement has been found between our experimental measurements obtained with FILD and the simulations with the ASCOT code for the losses associated with the injection of neutral beams.

A.2. Future lines of research

The results presented in this thesis open new lines of research for the future, in particular in the field of the characterization of scintillating samples. The following is an outline of possible ways of acting for the continuity and improvement of this research:

- In current nuclear fusion devices, the flux of γ and neutrons do not significantly affect the luminescent yield of scintillator materials, however, this assertion has to be checked when the flux of photon and neutrons (reactions: $D+T \rightarrow \alpha+n$) is high. It is for this reason that a complete characterization of the behavior of scintillator materials to irradiation with gamma photons and neutron must be carried out, which will serve to verify the feasibility of the use of this type of detectors in the next generation of reactors (ITER) where we expect γ radiation fluxes close to $1 \times 10^{12} \text{ } \gamma/\text{cm}^2/\text{s}$ and of neutron fluxes of up to $1 \times 10^{14} \text{ n}/\text{cm}^2/\text{s}$ for diagnostics aimed on the first wall of the reactor.
- In April 2017 a small vacuum chamber was installed at the exit of Tandem accelerator ion sources to perform experiments with low energy beams (up to 70 keV). This energy range is important because is characteristic of the fast ions originated by the neutral beam injectors, whose energies are typically inferiors to 100 keV and which were, until this moment, inaccessible in the accelerator of the CNA.
- Recently a new scintillator material (YAP: Ce) has been presented as a serious competitor for TG-Green since studies carried out at room temperature show a higher yield and a faster temporal response ($\approx 27 \text{ ns}$).

The CNA has the instrumentation, and the expertise acquired during the development of this thesis, to extend this study to real operating temperatures of the FILD systems and to assess the possible use of this material in fusion devices. If these characteristics were verified under operational conditions, the YAP: Ce could open the door to a better understanding of the mechanisms of particle losses and the discovery of faster MHD instabilities that were previously undetectable by the TG-Green based FILD system.

Apéndice B

Bibliografía

- @articleGarMun2009, Author = M. Garcia-Munoz et al, Journal = Nucl.Fusion, Pages = 085014, Title = MHD induced fast-ion losses on ASDEX Upgrade, Volume = 49, Year = 2009
- @articleGarMun2009b, Author = M. Garcia-Munoz et al, Journal = Rev. Sci. Instrum, Pages = 053503, Title = Scintillator Based Detector for Fast-Ion Losses Induced by Magnetohydrodynamic Instabilities in the ASDEX Upgrade Tokamak, Volume = 80, Year = 2009
- @articleJgar2000, Author = J. Garcia-Lopez et al, Journal = Nucl. Instr. Meth. B, Pages = 161163, Title = CNA: the first accelerator-based IBA facility in Spain, Volume = 1137, Year = 2000
- @articleMrs2000, Author = M. Respaldiza et al, Journal = Nucl. Instr. Meth. B, Pages = 2105, Title = Accelerator-based research activities at centro nacional de aceleradores, seville (Spain), Volume = 266, Year = 2000
- @manualSpectra, Author = , Month = , Title = SpectraSuite Spectrometer Operating Software,[http://www.oceanoptics.com/ Technical/softwaredownloads.asp](http://www.oceanoptics.com/Technical/softwaredownloads.asp), Year =
- @manualSpectra, Author = M. Mayer, Month = , Title = SIMNRA Users Guide,ax-Planck-Institut fur Plasmaphysik, Garching, Germany, Year = 1997
- @articleSYang1998, Author = S. Yang et all, Journal = Appl. Phys. Lett., Pages = 158, Title = Green phosphor for low-voltage cathodoluminescent applications: SrGa₂S₄:Eu²⁺, Volume = 72, Year = 1998

- @articleMGar2007, Author = M. Garcia-Munoz et al, Journal = Nucl. Fusion., Pages = L10, Title = NTM induced fast ion losses in ASDEX Upgrade, Volume = 47, Year = 2007
- @articleMGar2008, Author = M. Garcia-Munoz et al, Journal = Phys. Rev. Lett., Pages = 055005, Title = Fast-ion losses due to high-frequency MHD perturbations in the ASDEX upgrade tokamak, Volume = 100, Year = 2008
- @articleDDarrow1995, Author = D.S. Darrow et al, Journal = Rev. Sci. Instrum., Pages = 476, Title = Measurement of loss of DT fusion products using scintillator detectors in TFTR (invited), Volume = 66, Year = 1995
- @articleDDarrow2008, Author = D.S. Darrow et al, Journal = Rev. Sci. Instrum., Pages = 023502, Title = Scintillator based energetic ion loss diagnostic for the national spherical torus experiment, Volume = 79, Year = 2008
- @articleS. Baeumel2004, Author = S. Baeumel et al, Journal = Rev.Sci. Instrum., Pages = 3563, Title = Scintillator probe for lost alpha measurements in JET, Volume = 75, Year = 2004
- @bookZiegler2008, Author = J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, Publisher = Ion Implantation Press, Title = SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter, Year = 2008
- @articleBirks1951, Author = J.B. Birks, Journal = Proc. Phys. Soc. A, Pages = 874, Title = Scintillations from organic crystals: specific fluorescence and relative response to different radiations, Volume = 64, Year = 1951
- @bookBirks1964, Author = J.B. Birks, Publisher = Pergamon, New York, Title = The Theory and Practice of Scintillation Counting, Year = 1964
- @articleDHorn1992, Author = D. Horn et al, Journal = Nucl. Instr. Meth. A., Pages = 273-276, Title = The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions, Volume = 320, Year = 1992
- @articleFasoli2007, Author = A. Fasoli et al., Journal = Nucl. Fusion, Pages = S264, Title = Chapter 5: physics of energetic ions, Volume = 47, Year = 2007
- @manualdoc:cry, Author = , Month = , Title = <http://www.crytur.cz/scintillator.htm>., Year =

- @articleZ. Antic2009, Author = Z. Antic et al., Journal = Acta Physica Polonica A, Pages = 622, Title = Optical properties of Y2O3:Eu3+ red emitting phosphor obtained via spray pyrolysis, Volume = 116, Year = 2009
- @articleMcDaniel2002, Author = F.D. McDaniel et al., Journal = Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.B, Pages = 1-10, Title = Ionoluminescence decay measured with single ions, Volume = 190, Year = 2002
- @articleSullivan1994, Author = P. A. Sullivan et al, Journal = J. Appl. Phys., Pages = 8, Title = Ion beam induced luminescence in natural diamond., Volume = 76, Year = 1994
- @articleBirks1950, Author = J.B. Birks, Journal = Proc. Phys. Soc. A, Pages = 1294, Title = Deterioration of Anthracene under α -Particle Irradiation., Volume = 63, Year = 1950
- @articleMarkovic1950, Author = N.Markovic et al., Journal = Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Pages = 167-172, Title = Ion beam induced luminescence (IBIL) system for imaging of radiation induced changes in materials., Volume = 343, Year = 2015
- @articleWei2011, Author = Wei-Ren Liu et al., Journal = J. Chem. Chem. Eng., Pages = 638-643, Title = Luminescence Properties of Green-emitting Phosphors-Sr4Al14O25:Eu2+ for LED Applications., Volume = 5, Year = 2011
- @articleWei2011, Author = S. Som et al., Journal = RSCAdv., Pages = 7088, Title = Synthesis of strong red emitting Y2O3:Eu 3+ phosphor by potential chemical routes: comparative investigations on the structural evolutions, photometric properties and JuddOfelt analysis., Volume = 5, Year = 2015
- @articleXinmin2007, Author = Z. Xinmin et al., Journal = Journal of rare earths., Pages = 701-705, Title = Luminescent properties of SrGa2S4 :Eu2+ and Its application in Green-LEDs., Volume = 25, Year = 2007
- @bookS. Naeem2007, Author = S. Naeem, Publisher = Elsevier Science Publishing Co Inc, Title = Physics & Engineering of radiation detection, Year = 2007
- @bookP. Lecoq2006, Author = P. Lecoq et al., Publisher = Springer Berlin Hedelberg New York, Title = Inorganic scintillators for detector systems, Year = 2006

- @articleM.Garcia-Munoz2011, Author = M. Garcia - Munoz et al., Journal = JINST., Pages = P04002, Title = Characterization of scintillator screens for suprathermal ion detection in fusion devices., Volume = 6, Year = 2011
- @articleKiptily2011, Author = V. G. Kiptily et al, Journal = AIP Conf. Proc., Pages = 988, Title = Fast ion JET diagnostics: confinement and losses., Volume = 283, Year = 2011
- @articleGarMun2005, Author = M. Garcia - Munoz et al., Journal = 2nd EPS Conference on Plasma Phys., Pages = P-5.805, Title = Fast Ion Loss Diagnostic in ASDEX Upgrade., Volume = 29C, Year = 2005
- @articleHDDuong1993, Author = H. Duong et al., Journal = Nucl. Fusion., Pages = 749, Title = Confinement of fusion produced MeV ions in the DIII-D tokamak., Volume = 33, Year = 1993
- @articleM.Salewski2001, Author = M. Salewski et al., Journal = Nucl. Fusion., Pages = 083014, Title = On velocity space interrogation regions of fast-ion collective Thomson scattering at ITER., Volume = 51, Year = 2011
- @articleC.Lasnier2014, Author = C. Lasnier et al., Journal = Rev. Sci. Instrum., Pages = 11D855, Title = Wide-angle ITER-prototype tangential infrared and visible viewing system for DIII-Da)., Volume = 85, Year = 2014
- @articleA.Herrmann2004, Author = A. Herrmann et al., Journal = Phys. Control. Fusion., Pages = 971979, Title = Power deposition outside the divertor in ASDEX Upgrade Plasma Phys. Control. Fusion., Volume = 46, Year = 2004
- @articleK.Suonio2009, Author = T. Kurki-Suonio et al., Journal = Nucl. Fusion., Pages = 095001, Title = ASCOT simulations of fast ion power loads to the plasma-facing components in ITER., Volume = 49, Year = 2009
- @bookB.Sieglin2014, Author = B.Sieglin, Publisher = Department Technische Universitat Munchen., Dissertation, Title = Experimental Investigation of Heat Transport and Divertor Loads of Fusion Plasma in All Metal ASDEX Upgrade and JET , Year = 2014
- @articleK.Suonio2015, Author = J. Galdon et al., Journal = 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics, Frascati (Italy) (unpublished)., Pages = , Title = The synthetic Fast Ion Loss Detector Poster., Volume = , Year = 2015

- @articleW.Heidbrink2007, Author = W. Heidbrink et al., Journal = Plasma Phys. Control.Fusion., Pages = 1457, Title = Alpha particle loss in the TFTR DT experiments., Volume = 49, Year = 2007
- @articleC.Aberle2011, Author = W. Heidbrink et al., Journal = J. Instrum., Pages = 11, Title = Light output of Double Chooz scintillators for low energy electrons ., Volume = 6, Year = 2011
- @articleC.Aberle2011, Author = W. Heidbrink et al., Journal = J. Instrum., Pages = 11, Title = Light output of Double Chooz scintillators for low energy electrons ., Volume = 6, Year = 2011
- @articleS.Zweiben1989, Author = W. Heidbrink et al., Journal = J. Instrum., Pages = 825, Title = Pitch angle resolved measurements of escaping charged fusion products in TFTR., Volume = 29, Year = 1989
- @bookSylvia K, Author = Sylvia K., Publisher = Dissertation, Title = Electron temperature and pressure at the edge of asdex upgrade plasmas: Estimation via electron cyclotron radiation and investigations on the effect of magnetic perturbations, Year = 2006
- @articleO.Dumbrajs2008, Author = O. Dumbrajs et al., Journal = The Open Plasma Physics Journal., Pages = 9-13, Title = Hysteresis in Sawtooth Crash in ASDEX Upgrade Tokamak., Volume = 1, Year = 2008
- @articleB.Geiger2014, Author = B. Geiger et al., Journal = Nuclear Fusion., Pages = 9-13, Title = Fast-ion transport in the presence of magnetic reconnection induced by sawtooth oscillations in ASDEX Upgrade., Volume = 54, Year = 2014
- @articleB.Geiger2012, Author = I. Balboa et al., Journal = Rev Sci Instrum., Pages = 10, Title = Upgrade of the infrared camera diagnostics for the JET ITER-like wall divertor., Volume = 83, Year = 2012
- @articleB. Sieglin2015, Author = B. Sieglin et al., Journal = Rev Sci Instrum., Pages = 113502, Title = Real time capable infrared thermography for ASDEX Upgrade., Volume = 86, Year = 2015
- @articleA.Mosettoa2015, Author = A. Mosettoa et al., Journal = Rev Sci Instrum., Pages = 012308, Title = Finite ion temperature effects on scrape-off layer turbulence., Volume = 22, Year = 2015

- @bookT.Koskela, Author = T. Koskela., Publisher = Dissertation, Title = Monte Carlo simulation of fast ion losses in ITER in the presence of static 3D Applied Physics magnetic perturbations, Year = 2014
- @bookA.Snicker, Author = A.Snicker, Publisher = Dissertation, Title = Towards realistic orbitfollowing simulations of fast ions in ITER, Year = 2014
- @bookM.Reich, Author = M.Reichr, Publisher = Dissertation, Title = A new diagnostic for ASDEX Upgrade edge ion temperatures by lithium-beam charge exchange recombination spectroscopy, Year = 2004
- @articleO.Asunta2014, Author = O. Asunta et al., Journal = Nucl. Fusion., Pages = 094014, Title = Simulations of fast ion wall loads in ASDEX Upgrade in the presence of magnetic perturbations due to ELM-mitigation coils., Volume = 52, Year = 2014
- @articleK.Suonio2015, Author = M. Martnez et al., Journal = Rev Sci Instrum., Pages = 11D809, Title = The response of a fast scintillator screen (YAP:Ce) to low energy ions (0-40 keV) and its use to detect fast-ion-loss in stellarator TJ-II., Volume = 87, Year = 2016
- @articleH.Bethhte1939, Author = H. A. Bethe., Journal = Phys. Rev., Pages = 434, Title = The response of a fast scintillator screen (YAP:Ce) to low energy ions (0-40 keV) and its use to detect fast-ion-loss in stellarator TJ-II., Volume = 55, Year = 1939
- @articleNakamura2005, Author = J. Nakamura., Journal = Phys. Rev., Pages = 434, Title = Image Sensors and Signal Processing for Digital Still Cameras., Volume = 55, Year = 1939
- @bookNakamura2005, Author = J. Nakamura., Publisher = Taylor & Francis, Title = Image Sensors and Signal Processing for Digital Still Cameras., Year = 2005
- @articleWerner2001, Author = A. Werner et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 780, Title = Fast ion losses in the W7-AS stellarator., Volume = 72, Year = 2001
- @articleBaeumel2005, Author = S. Baeumel et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 853-857, Title = Design of lost alpha particle diagnostics for JET., Volume = 74, Year = 2005
- @articleBurgos2003, Author = C. Burgos et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 1861, Title = Conceptual designs of fast-ion loss detectors for the TJ-II stellarator., Volume = 74, Year = 2003

- @articleJimenez2008, Author = D.Jimenez-Rey et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 093511, Title = A flexible luminescent probe to monitor fast ion losses at the edge of the TJ-II stellarator., Volume = 79, Year = 2008
- @articleNishiura2004, Author = M. Nishiura et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 3646, Title = Scintillator probe diagnostic for high energy particles escaped from Large Helical Device., Volume = 75, Year = 2004
- @articleFisher2010, Author = R.K. Fisher et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 10D307, Title = Scintillator-based diagnostic for fast ion loss measurements on DIII-D., Volume = 81, Year = 2010
- @articlePace 2010, Author = D.C. Pace et al., Journal = Rev. of Sci. Instrum., Pages = 10D305, Title = Modeling the response of a fast ion loss detector using orbit tracing techniques in a neutral beam prompt-loss study on the DIII-D tokamak., Volume = 81, Year = 2010
- @bookHutchinson2005, Author = I.H. Hutchinson., Publisher = Cambridge University Press, Title = Principles of Plasma Diagnostics. , Year = 2005
- @bookWesson.2011, Author = J.Wesson., Publisher = Oxford University Press, Oxford, 4th edition, Title = Tokamaks., Year = 2011
- @bookChen.1984, Author = F.Chen., Publisher = Plenum press, New York and London, Title = Introduction to plasma physics and controlled fusion., Year = 1984
- @bookPinches.1984, Author = Pinches S. D., Publisher = PhD Thesis.The University of Nottingham, Title = , Year = 1996
- @articlePinches.2010, Author = S.D.Pinches et al, Journal = Comp. Phys Comm., Pages = 133-149, Title = The HAGIS self consistent nonlinear wave particle interaction model., Volume = 111, Year = 1998
- @bookPinches.1984, Author = M. Mayer., Publisher = Max-Planck-Institut fr Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, Germany,, Title = Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS), Year = 2003

- @bookPinches.1984, Author = M. Mayer., Publisher = Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, Germany., Title = Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS), Year = 2003
- @bookPinches.1984, Author = M. Mayer., Publisher = Materials Research Society, Title = Handbook of modern ion beam materials analysis, Year = 1995
- @articleBoozer.1981, Author = Boozer, A. H, Journal = Comp. Phys Comm., Pages = 11, Title = Plasma equilibrium with rational magnetic surfaces., Volume = 24, Year = 1981
- @articleMichalian.1994, Author = K. Michaelian et al, Journal = Phys. Rev. B., Pages = 15550, Title = Plasma equilibrium with rational magnetic surfaces., Volume = 49, Year = 1994
- @articleMeyer.1994, Author = A. Meyer et al, Journal = Phys. Rev., Pages = 98, Title = Effect of energetic secondary electrons on the scintillation process in alkali halide crystals., Volume = 128, Year = 1962
- @bookPinches.1984, Author = M. Mayer., Publisher = Materials Research Society, Title = Fast ion dynamics in tokamaks, Year = 1995
- @bookPinches.1984, Author = , Publisher = , Title = Fast ion dynamics in tokamaks, Year =
- @bookBlasse .1994, Author = G. Blasse et al., Publisher = Springer-Verlag, Berlin , Title = Luminiscent Materials, Year =1994
- @articleMeyer.1994, Author = A. Meyer et al, Journal = Phys. Rev., Pages = 98, Title = Effect of energetic secondary electrons on the scintillation process in alkali halide crystals., Volume = 128, Year = 1962
- @bookBlasse .1994, Author = G. Blasse et al., Publisher = <http://www.ipp.mpg.de/mam/>, Title = SIMNRA 6.04 Users guide, Year =1994
- @book.2000, Author = ., Publisher = IAEA-TECDOC-1190, Title = Instrumentation for PIXE and RBS, Year =2000
- @book.2000, Author = A.A. Bettiol, Publisher = University of Melbourne, PhD thesis, Title = Ionoluminescence (IL) with a nuclear microprobe, Year =1999

- @book.2000, Author = , Publisher = , Title = <http://www.oceanoptics.com>, Year =
- @articleMeyer.1994, Author = A. Meyer et al, Journal = Phys. Rev., Pages = 98, Title = Effect of energetic secondary electrons on the scintillation process in alkali halide crystals., Volume = 128, Year = 1962
- @articleMeyer.1994, Author = A. Meyer et al, Journal = Phys. Rev., Pages = 98, Title = Effect of energetic secondary electrons on the scintillation process in alkali halide crystals., Volume = 128, Year = 1962
- @articleJames.R1994, Author = James.R et al, Journal = Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Pages = 475476, Title = Ion beam-induced luminescence Volume = 261, Year = 1962
- @articleS B Korsholm2010, Author = James.R et al, Journal = Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Pages = 677680, Title = Collective Thomson scattering capabilities to diagnose fusion plas- mas. Volume = 623, Year = 2010
- @articleGarcia2009, Author = M Garcia-Mu noz et al, Journal = Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Pages = 053503, Title = Scintillator based detector for fast-ion losses induced by magnetohydrodynamic instabili- ties in the ASDEX upgrade tokamak. Volume = 80, Year = 2009
- @articleJim enez2008, Author = D Jim enez-Rey et al, Journal = The Review of scientific instruments, Pages = 093511, Title = A flexible luminescent probe to monitor fast ion losses at the edge of the TJ-II stellarator.. Volume = 79, Year = 2008
- @articleNishiura2004, Author = M Nishiura et al, Journal = The Review of scientific instruments, Pages = 3646, Title = Scintillator probe diagnostic for high energy particles escaped from Large Helical Device. Volume = 75, Year = 2004
- @articleTardini2011, Author = G Tardini et al, Journal = Ein Gedi, Dead Sea, Pages = 3646, Title = First neutron spectrometry measurements in the ASDEX Upgrade tokamak. Volume = 60, Year = 2011

- @articleBindslev2006, Author = H Bindslev et al, Journal = Physical Review Letters, Pages = 205005, Title = Fast-Ion Dynamics in the TEXTOR Tokamak Measured by Collective Thomson Scattering. Volume = 97, Year = 2006
- @articleMeo2010, Author = F Meo et al, Journal = Journal of Physics: Conference Series, Pages = 012010, Title = First results and analysis of collective Thomson scattering (CTS) fast ion distribution measurements on ASDEX Upgrade. Volume = 227, Year = 2010
- @articleNielsen2008, Author = Nielsen et al, Journal = Physical Review E, Pages = 012010, Title = Temporal evolution of confined fast-ion velocity distributions measured by collective Thomson scattering in TEXTOR.. Volume = 227, Year = 2010
- @articleMeo2008, Author = F Meo et al, Journal = Physical Review E, Pages = 10E501, Title = Thomson scattering diagnostic on ASDEX Upgrade (invited). The Review of scientific instruments. Volume = 77, Year = 2008

Apéndice C

Publicaciones y Congresos

A.1: Publicaciones en revistas internacionales.

- **M. Rodríguez-Ramos**, M.C. Jiménez-Ramos, M. García-Munoz, J. García López, "*Temperature response of several scintillator materials to light ions*", Inst. and Methods in Physics Research, B (2017)
- **M. Rodríguez-Ramos**, M. García-Munoz, M.C. Jimenez-Ramos, J. Garcia Lopez, J. Galdon-Quiroga, L. Sanchis-Sanchez, J. Ayllon-Guerola, M. Faitsch, J. Gonzalez-Martin, A. Hermann, P. de Marne, J.F. Rivero-Rodriguez, B. Sieglin, A. Snicker, and the ASDEX Upgrade Team, "*First absolute measurements of fast-ion losses in the ASDEX Upgrade tokamak*", Plasma Physics and Controlled Fusion (2017)
- J. M. Ayllon-Guerola, J. Gonzalez-Martin, M. Garcia-Munoz, J. Rivero-Rodriguez, A. Herrmann, S. Vorbrugg, P. Leitenstern, S. Zoletnik, J. Galdon, J. Garcia-Lopez, **M. Rodríguez-Ramos**, L. Sanchis-Sanchez, M. Kocan, J.P. Gunn, and the ASDEX Upgrade Team, "*A fast feedback controlled magnetic drive for the ASDEX Upgrade fast-ion loss detectors*", Review of Scientific Instruments, issue 11 (2016)
- M. Kocan, M. Garcia-Munoz, J.M. Ayllon, L. Bertalot, Y. Bonnet, N. Casal, J. Galdon, J. Garcia-Lopez, T. Giacomini, J. González, J.P. Gunn, **M. Rodríguez-Ramos**, R. Reichle, J. F. Rivero-Rodriguez, L. Sanchis-Sanchez, G. Vayakis, E. Veshchev, Ch. Vorpahl, M. Walsh, R. Walton, "*Conceptual design of the ITER fast-ion loss detector*". Review of Scientific Instruments, issue 11 (2016)

- J. Garcia Lopez, M.C. Jimenez-Ramos, **M. Rodriguez-Ramos**, J. Ceballos, F. Linezd, J. Raisanene "*Comparative study by IBIC of Si and SiC diodes irradiated with high energy protons*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms (2016)
- J. Garcia Lopez, M.C. Jimenez-Ramos, **M. Rodriguez-Ramos**, J. Forneris, J. Ceballos, "*An upgraded drift-diffusion model for evaluating the carrier lifetimes in radiation-damaged semiconductor detectors*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms (2016)
- L. Sanchis, M. Garcia-Munoz, A. Snicker, J. Galdon, **M. Rodriguez-Ramos**, M. Nocente , E. Viezzer , J . Ayllon-Guerola, J. Garcia-Lopez, J. Rivero, J. Gonzalez, A.D. Dominguez, and the ASDEX Upgrade Team, "*3D orbit simulations of the fast-ion transport induced by externally applied magnetic perturbations with different poloidal spectra*" ,43rd European Physical Society Conference on Plasma Physics, EPS 2016 (2016)
- M. Garcia-Munoz, M. A. Van Zeeland, S. Sharapov, I. G.J. Classen, B. Bobkov, J. Galdon-Quiroga, B. Geiger, V. Igochine, P. Lauber, N. Lazanyi, F. Nabais, V. Nikoleva, D. C. Pace, **M. Rodriguez-Ramos**, L. Sanchis-Sanchez, M. Schneller, A. Snicker, J. Stober and the ASDEX Upgrade Team "*Impact of localized ECRH on alfvén eigenmodes in the ASDEX upgrade tokamak*" 42nd European Physical Society Conference on Plasma Physics, EPS 2015 (2015)
- M.C. Jiménez-Ramos, J. García López, M. García-Muñoz, **M. Rodríguez-Ramos**, M. Carmona Gázquez, B. Zurro, "*Characterization of scintillator materials for fast-ion loss detectors in nuclear fusion reactors*" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms (2014)
- M Garcia-Munoz, S kslompolo, P de Marne, M G Dunne, R Dux, T E Evans, N M Ferraro, S Fietz, C Fuchs, B Geiger, A Herrmann, M Hoelzl, B Kurzan, N Lazanyi, R M McDermott, M Nocente, D C Pace, M Rodriguez-Ramos, K Shinohara, E Strumberger, W Suttrop, M A Van Zeeland, E Viezzer, M Willensdorfer, E Wolfrum and the ASDEX Upgrade Team, "*Fast-ion losses induced by ELMs and externally applied magnetic perturbations in the ASDEX Upgrade tokamak*", Plasma Physics and Controlled Fusion, issue 12 (2013)

- M. Garcia-Munoz, S. Akaslompolo, O. Asunta, J. Boom, X. Chen, I.G.J. Classen, R. Dux, T.E. Evans, S. Fietz, R.K. Fisher, C. Fuchs, B. Geiger, M. Hoelzl, V. Igoshine, Y.M. Jeon, J. Kim, J.Y. Kim, B. Kurzan, N. Lazanyi, T. Lunt, R.M. McDermott, M. Nocente, D.C. Pace, T.L. Rhodes, **M. Rodriguez-Ramos**, K. Shinohara, W. Suttrop, M.A. Van Zeeland, E. Viezzer, M. Willensdorfer, E. Wolfrum, the ASDEX Upgrade, DIII-D and KSTAR Teams, "*Fast-ion redistribution and loss due to edge perturbations in the ASDEX Upgrade, DIII-D and KSTAR tokamaks*", Nuclear Fusion, issue 12 (2013)

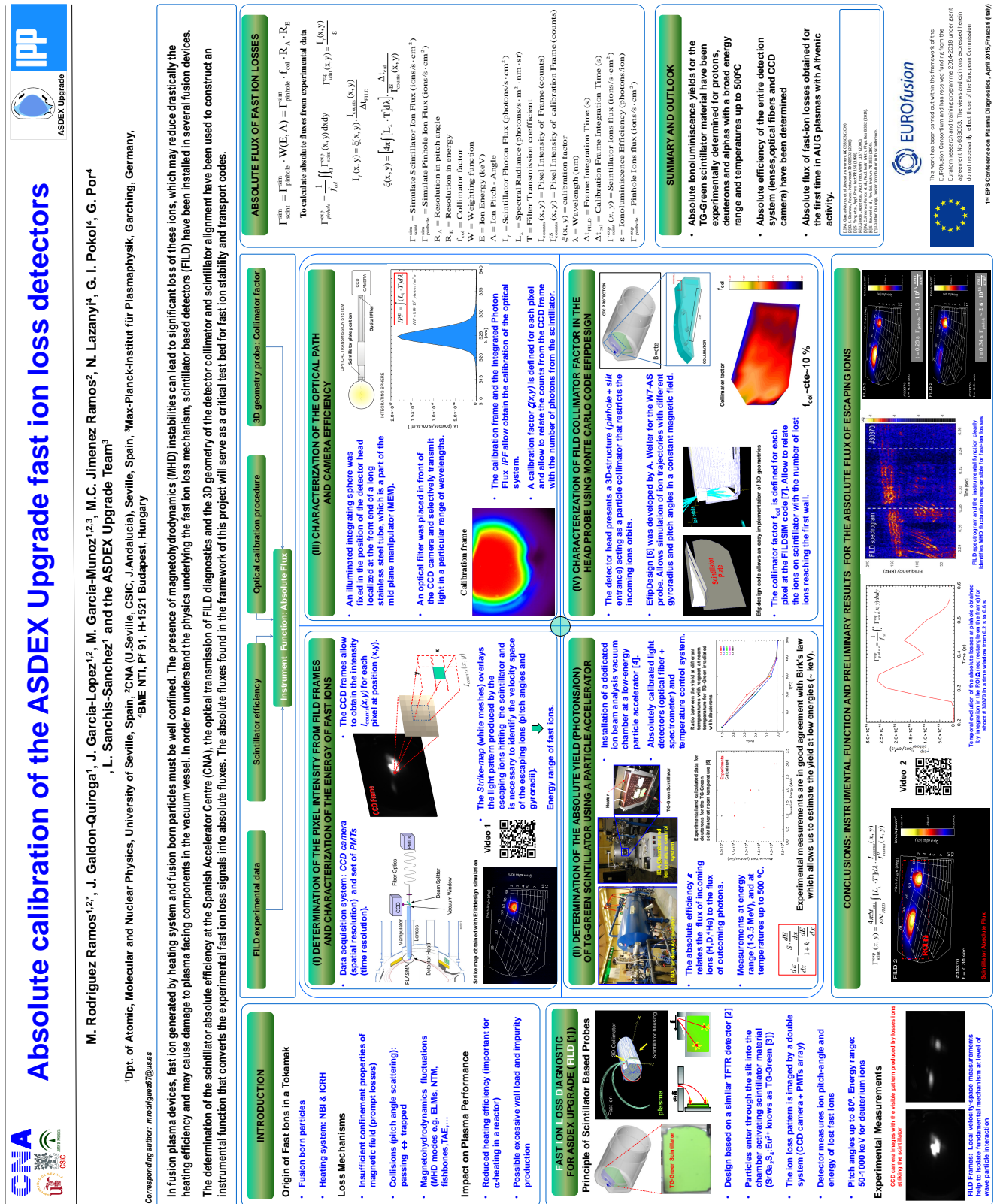
A.2: Participacion en congresos.

- Encuentros de Física Nuclear. VIII Jornadas CPAN (Zaragoza), "*Absolute flux of fast- ion losses in the ASDEX Upgrade tokamak*", **M. Rodriguez Ramos**, J. Garcia-Lopez, M. Garcia-Muñoz, M.C. Jiménez Ramos, L. Sanchís-Sanchez, J. Galdón-Quiroga and the ASDEX Upgrade team, (2016)
- 21st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (Madison, Wisconsin), "*First absolute measurements of fast-ion losses in the ASDEX Upgrade tokamak*", **M. Rodriguez-Ramos**, M. Garcia-Munoz, J. Galdon-Quiroga, J. Garcia Lopez, L. Sanchis-Sanchez, M. C. Jimenez-Ramos, J. Ayllon, P. de Marne, A. D. Dominguez, J. Gonzalez, A. Herrmann, J. Rivero, B. Sieglin, A. Snicker, and the ASDEX Upgrade Team, (2016)
- 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics (Frascati,Roma), "*First absolute measurements of fast-ion losses in the ASDEX Upgrade tokamak*", **M. Rodriguez Ramos**, J. Galdon-Quiroga, J. Garcia-Lopez, M. Garcia-Munoz, M.C. Jimenez Ramos, N. Lazanyi, G. I. Pokol, G. Por, L. Sanchis-Sanchez and the ASDEX Upgrade Team, (2015), **Premio al mejor poster de la conferencia.**

A.2: Seminarios impartidos y formación investigadora.

1. "*Ionoluminescence and its application in nuclear fusion devices*", Seminarios del CNA, Centro Nacional de aceleradores (CNA), Sevilla, España (2017).
2. "*First results of Fast Ion Losses losses in the ASDEX Upgrade tokamak*", Plasma Physics Phorum, Centro Nacional de aceleradores (CNA), Sevilla, España (2017).
3. Estancias doctorales: Max Planck Institut fr Plasmaphysik (IPP, Garching, Alemania) durante los periodos 2013 (3 meses), 2014 (un mes), 2015 (un mes y medio), 2016 (dos semanas).

4. Participación en las campañas experimentales MST1 (Medium Size Tokamak) durante los periodos 2013/2014 y 2014/2015 y 2015/2016 en el tokamak ASDEX Upgrade (AUG) (IPP, Garching, Alemania). Responsable de la calibración de los detectores FILD.
5. Participación en el curso de programación: "*Programación en paralelo*" impartido en la facultad de Física de la universidad de Sevilla. (2015)
6. Participación en el curso de Matlab: "*Programming Techniques*" impartido por Mathworks en la universidad de Sevilla. (2015)
7. Asistencia a la 12th ITPA Energetic Particle Physics TG Meeting (Madrid, 2014)
8. Participación al Summer school on plasma physics Plasmasurf (Oerias (Portugal), 2014)
9. Participación al GOMTRAIC Course, (Prague (Czech Republic), 2013).
10. Dentro de las obligaciones que conlleva ser beneficiario de la beca del V plan propio de la Universidad de Sevilla, el doctorando ha participado como docente en el laboratorio de la asignatura de Física Cuántica (Septiembre 2014 - Mayo de 2015, Septiembre 2015 - Mayo de 2016, Septiembre de 2016 - Mayo de 2017) del Grado en Física (3^{er} curso), en la asignatura de Técnicas experimentales II: Nuclear (Enero 2016- Septiembre de 2016) del grado de física (4^o Curso), en la asignatura de FISICA" (laboratorio) del grado de óptica y Optometría (1^{er} curso) y en la asignatura de FISICA" (laboratorio) del grado de Ingeniería de materiales (1^{er} curso).



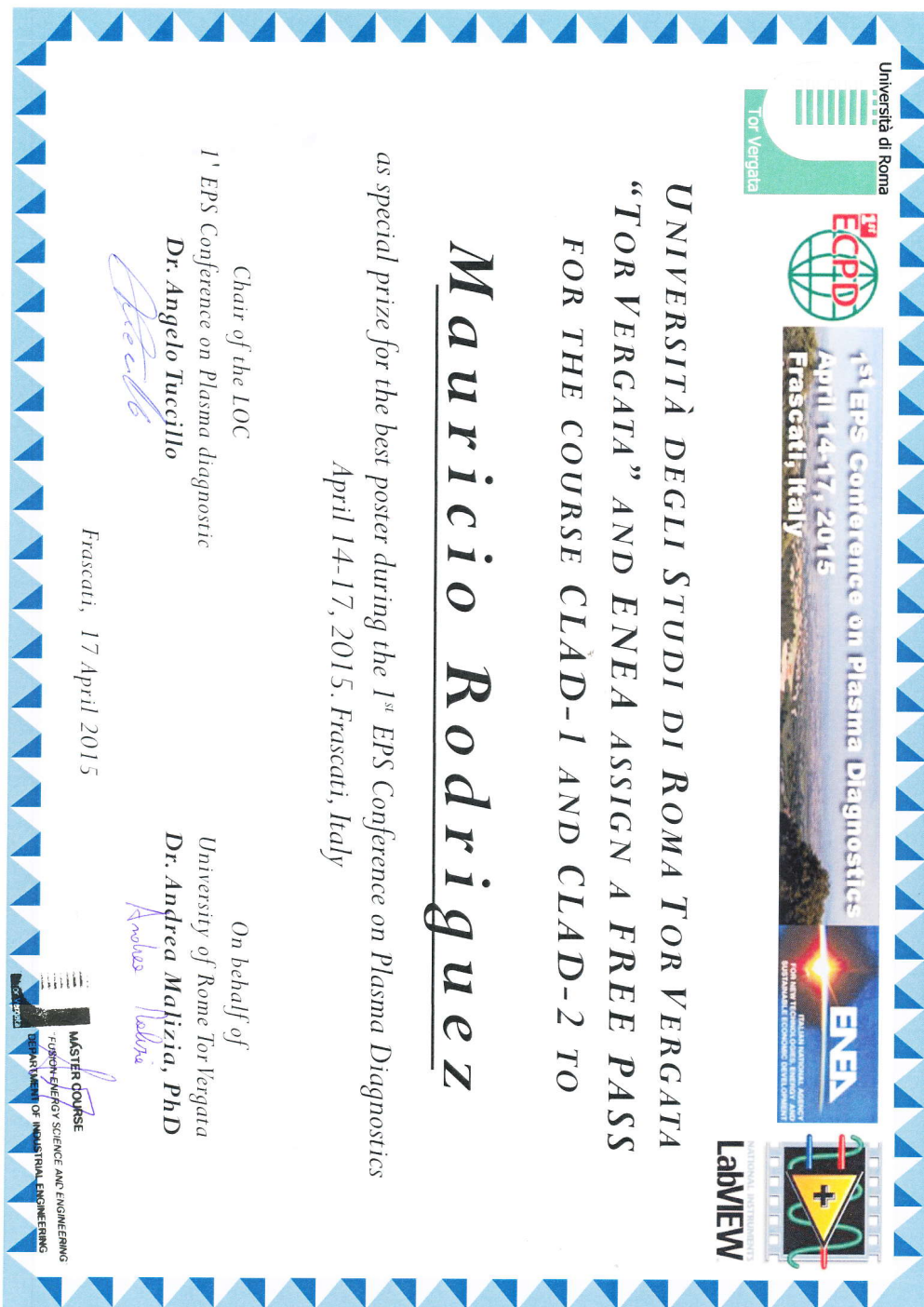


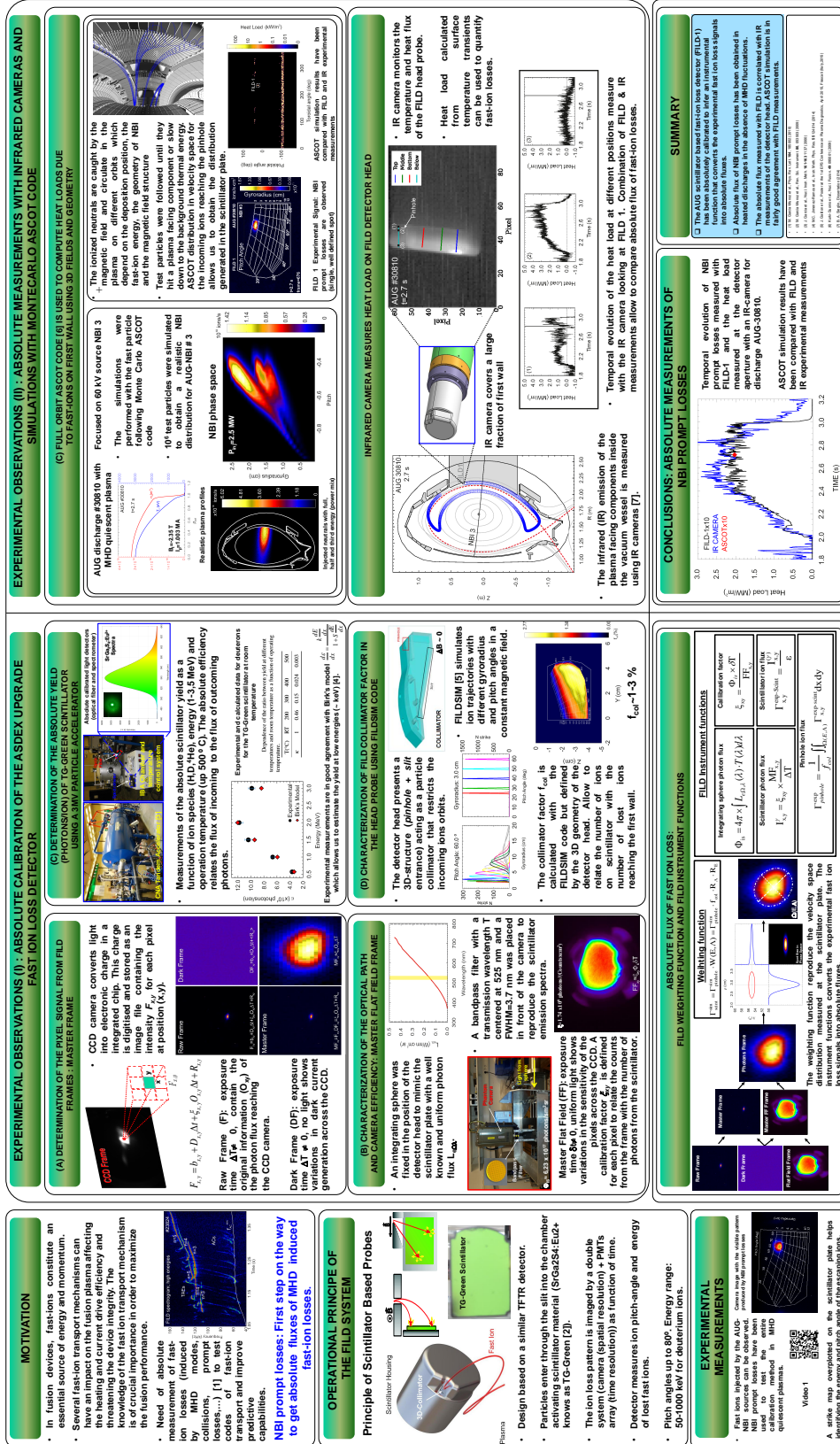
Figura C.2: Premio al mejor poster de la 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics (Frascati, Roma).



First absolute measurements of fast-ion losses in the ASDEX Upgrade tokamak

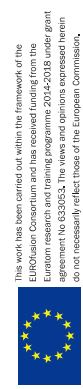
M. Rodríguez Ramos^{1,2,*}, M. García-Munoz^{1,2,3}, J. García-López^{1,2}, L. Sanchis-Sánchez^{1,2}, J. Ayllón², P. de Marne³, A.D. Dominguez^{1,2}, J. González-Martin², A. Herrmann³, J. Rivero², B. Sieglin³, A. Snicker³, and the ASDEX Upgrade Team³

¹Opt. of Atomic, Molecular and Nuclear Physics, University of Seville, Spain, ²CNA (U. Seville, CSIC, J. Andalusia), Seville, Spain, ³Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany



21st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics,
June 2016, Madison (EEUU)

*Corresponding author: mrodriguez@us.es



This work has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the European Union's Horizon research and innovation programme under grant agreement No 101019718. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

Figura C.3: Poster presentado en la 21st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (Madison, Wisconsin) en 2016.

Índice de figuras

1.1. Esquema del proceso de fusión nuclear entre dos núcleos ligeros.	12
1.2. Energía de enlace nuclear como función del número de nucleones A	13
1.3. Sección eficaz en función de la energía cinética de los núcleos antes de la reacción para diferentes reacciones de fusión. La escala de ambos ejes es logarítmica.	15
1.4. Trayectorias de partículas cargadas (iones y electrones) en el seno de un campo magnético uniforme. La orientación del giro es opuesta entre los electrones y los iones debido a su carga.	20
1.5. Deriva radial de electrones e iones en un plasma confinado, en un dispositivo con un campo magnético exclusivamente toroidal, como consecuencia de la separación de carga.	21
1.6. Componentes principales en un tokamak junto a las líneas de campo magnético helicoidales que mantienen el plasma confinado.	22
1.7. Configuración de líneas de campo magnético de un tokamak para dos valores distintos del factor de seguridad.	23
1.8. Sección poloidal de un equilibrio magnético típico en un tokamak con sus propiedades características.	24
2.1. Representación esquemática del tokamak ASDEX Upgrade.	26
2.2. (a) Vista panorámica de la instalación ASDEX Upgrade. (b) Corte poloidal del tokamak AUG.	28
2.3. Principio de funcionamiento del inyector de haces neutros.	30
2.4. Vista poloidal (derecha) y vista superior (izquierda) de las geometrías de inyección de los sistemas NBI de ASDEX Upgrade.	31
2.5. Principio de funcionamiento de la técnica de calentamiento mediante radiofrecuencias.	32

2.6. (a) Interior de la vasija del tokamak mostrando su característica forma toroidal y 3 de las 4 antenas usadas por el sistema ICRH. (b) Sección del interior de la maquina: Se ha superpuesto un conjunto de superficies de flujo magnético constante y la región de resonancia (columna amarilla) inducida por el sistema ICRH.	33
2.7. Representación de los principales mecanismos de pérdidas de los iones rápidos: (a) Propiedades de confinamiento insuficientes debidas al campo magnético, (b) Dispersión del pitch angle mediante colisiones coulombianas e (c) Interacción de los iones con actividad magnetohidrodinámica en el plasma.	38
2.8. Órbita circular de una partícula cargada en un campo magnético constante. La fuerza de Lorentz actúa en la dirección perpendicular a la trayectoria por lo que la energía cinética de la partícula permanece constante.	39
2.9. Mapas con los valores del giroradio en función del campo magnético y la energía de los iones rápidos presentes en un tokamak para: (a) Hidrógeno, (b) Deuterio, (c) Alfas. En (d) se presenta el valor del giroradio en función de la energía para iones de hidrógeno, deuterio y alfas en un campo magnético constante de 1.73 T.	40
2.10. Ilustración de la trayectoria helicoidal de una partícula cargada alrededor de su centro de guía.	41
2.11. Tipo de órbitas de las partículas cargadas en un tokamak: órbitas pasante (azul) y órbitas atrapadas (rojo).	44
2.12. (a) Proyección poloidal y (b) vista superior de la trayectoria de dos partículas energéticas en el tokamak AUG. Aunque ambas partículas tienen la misma energía (100 keV) y se originan en el mismo punto espacial ($[R,Z]=[2,0]$), el pitch angle de cada una determina si realiza una trayectoria pasante (azul) ó una trayectoria atrapada (roja).	45
2.13. (a) Representación tridimensional de la cabeza del detector de pérdidas de iones rápidos junto a la trayectoria de una partícula supratérmica (línea roja) que incide sobre el pinhole de entrada del detector. (b) Visión lateral de la cabeza mostrando la estructura del colimador y el material centelleador. (c) Vista frontal de la cabeza de FILD mostrando el colimador (pinhole + slit).	46
2.14. Sección poloidal de la vasija de AUG junto al sistema FILD.	47
2.15. (a) Frame obtenido con la cámara que muestra el patrón de luz generado por los iones incidentes sobre el centelleador para una descarga en AUG con actividad MHD. (b) Espectrograma obtenido con los PMTs de FILD mostrando las frecuencias características de los modos de la fluctuación MHD conocida como TAEs.	48

2.16. (a) Imagen del detector de pérdidas de iones rápidos de AUG insertado en la vasija del reactor entre la primera pared y la última superficie de flujo de campo magnético cerrada del plasma. (c) Imagen de la placa centelleadora junto a las conexiones del termopares y la faraday cup para la medida auxiliar de la corriente de iones.	49
3.1. Esquema de un acelerador Van de Graaff.	54
3.2. Vista panorámica de la sala Tándem.	55
3.3. (a) Eventos de ionización y eventos de excitación generados por una partícula cargada transmitiéndose en una muestra material. (b) Transiciones electrónicas entre bandas que dan lugar a una emisión radiativa.	59
3.4. Espectro de ionoluminiscencia de una muestra de óxido de silicio (SiO_2) irradiada con protones a 1 MeV. Se muestran los espectros en tres instantes de tiempo diferentes desde el comienzo de la irradiación.	60
3.5. Vistas de la nueva cámara de experimentación (TAMARA) instalada en el CNA. . .	62
3.6. Vista del interior de la cámara: (a) Imagen del sistema de resistencias cerámicas que se usa como sistema de calentamiento. (b) Imagen del portamuestras colocado en el interior de la cámara junto a varias muestras centelleadoras.	62
3.7. Tiempo (en horas) transcurrido para alcanzar una determinada temperatura en el portamuestras. En la subgráfica se muestra los datos experimentales entre la temperatura del portamuestra y la temperatura del horno calefactor.	64
3.8. Imagen del lateral de la cámara TAMARA donde se muestra el pasamuros al que se conecta la fibra óptica durante las medidas de ionoluminiscencia.	64
3.9. Esquema del espectrómetro óptico QE65000 utilizado en las medidas de ionoluminiscencia junto a sus elementos principales.	65
3.10. Diagrama esquemático de la configuración experimental para la técnica IBIL en CNA mostrando la cámara TAMARA, la muestra centelleadora, así como el haz de iones incidentes y los sistemas de adquisición de luz.	66
3.11. (a) Montaje experimental para realizar la calibración en rendimiento del sistema de adquisición. (b) Irradiancia espectral de la lámpara de calibración (curva azul) y espectro de calibración (curva roja) del espectrómetro.	67
3.12. (a) Línea de microsonda del CNA. (b) Imagen amplificada y mapa obtenido mediante PIXE del pico $\text{Cu}K_\alpha$ de la grid de cobre usada para la calibración espacial que permite determinar el tamaño del haz de iones.	68

3.13. Portamuestras mostrando las distintas pantallas luminiscentes que se han caracterizado en este trabajo. Los análisis se han centrado en los materiales P46 ($Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+}$), P56 ($Y_2O_3 : Eu^{3+}$) y las dos muestras de TG-Green ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$).	71
3.14. Método de corrección del fondo para el espectro de la muestra de TG-Green irradiado con iones de deuterio a 2 MeV a la temperatura de 100°C.	73
3.15. Esquema general para el cálculo de la tasa absoluta de fotones emitidas por una muestra centelleadora: (a) Espectro original de emisión de una muestra centelleadora obtenido con el espectrómetro durante un tiempo de integración Δt . (b) Espectro de calibración del espectrómetro en la ROI de la muestra, (c) Energía depositada para cada longitud de onda y (d) espectro absoluto de emisión de la muestra centelleadora que representa la tasa de fotones emitidos a cada longitud de onda. (e) Tasa absoluta de fotones emitidas por la muestra centelleadora. Cada punto experimental se obtiene de la integración del espectro de la tasa de fotones.	76
3.16. Montaje experimental para determinar la corriente del haz de iones que llega a la cámara TAMARA.	77
3.17. (a) Evolución temporal de la corriente medida durante un experimento de irradiación con H^+ . (b) Evolución temporal de la emisión luminiscente de la muestra centelleadora sometida a esa irradiación. Nótese (región discontinua negra en ambas figuras) como una fluctuación de la intensidad del haz está perfectamente correlacionada con un cambio en la emisión de luz por parte del material centelleador.	79
3.18. Espectro de la muestra TG-Green. Adjunto a la gráfica se puede observar una fotografía de la muestra emitiendo al ser irradiada con un haz de protones.	80
3.19. Espectros de ionoluminiscencia de dos de las muestras centelleadoras obtenidos al irradiarlas con un haz de protones a 1 MeV: (a) Muestra P56 y (b) Muestra P46.	81
3.20. Espectros normalizados de los distintos materiales centelleadores bajo estudio. (a) Representación en longitud de onda y (b) Representación en energías. Nótese como algunos de ellos presentan una única banda de emisión mientras que el P56 presenta una estructura de bandas más compleja. Todos estos espectros se han adquirido con condiciones experimentales idénticas.	81
3.21. Espectros RBS para las películas TGa y P56.	82
3.22. Espectros PIXE de las muestras analizadas: (a) Muestra TG-Green (b) Muestra P56.	83
3.23. Mapas de rayos X en un barrido $100 \times 100 \mu m$ de la muestra de TG-Green. Se representan los mapas de las líneas $K_{\alpha 1}$ del Fe y del S y la línea $L_{\alpha 1}$ del Sr.	84
3.24. Perfiles de intensidad de los mapas de Fe, S y Sr. El ajuste gaussiano de las señales de S y Sr permiten estimar el espesor de la muestra.	85

3.25. Rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en función de la energía del haz de iones para las diferentes muestras centelleadoras irradiadas con un haz de 1 nA de protones.	85
3.26. Rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en función de la energía del haz de iones para las diferentes muestras centelleadoras irradiadas con un haz de 1 nA de iones de deuterio.	86
3.27. Rendimiento absoluto de ionoluminiscencia en función de la energía del haz de iones para las diferentes muestras centelleadoras irradiadas con un haz de 1 nA de partículas alfas.	86
3.28. (a) Partículas cargadas de energía E_1 que atraviesan un medido material salen con energía $E_2 < E_1$. (b) Poder de frenado en función de la longitud recorrida para iones de deuterio a 1.5 MeV (azul) y partículas alfas a 0.57 MeV (rojo) incidiendo sobre la muestra de TG-Green de 9 μm . En los recuadros se puede observar la distribución de iones para cada una de las especies.	88
3.29. Distribución de 5000 iones con energía de 100 keV que han incidido normalmente sobre la muestra de TG-Green. La simulación se realizó con el código SRIM para (a) deuterio, (b) protones y (c) partículas alfas. La grafica (d) muestra la dependencia del rango de los iones en el material en función de energía inicial.	90
3.30. Energía depositada en el medio en función de la energía de los iones incidentes en la muestra TG-Green. Se presentan los resultados para las tres especies iónicas usadas en los test de irradiación.	91
3.31. Rendimiento experimental (negro) y calculado (rojo) mediante el modelo de Birk para protones, deuterio y partículas alfas de las muestras centelleadoras TGA (9 μm) y TGB (40 μm). Las barras de errores asociadas a los datos experimentales son del 5 % ($\approx 1\sigma$).	93
3.32. Espectros de ionoluminiscencia normalizados del centelleador TG-Green para diferentes temperaturas de funcionamiento entre la temperatura ambiente y 500°C. . . .	94
3.33. Espectros de ionoluminiscencia normalizados del centelleador P56 para diferentes temperaturas de funcionamiento entre temperatura ambiente y 500°C.	95
3.34. Dependencia normalizada del rendimiento del material TG-Green bajo irradiación con iones de deuterio en función de la temperatura para distintas energías.	96
3.35. Espectros de emisión a temperatura ambiente de dos muestras centelleadoras bombardeada con un haz de iones de deuterio a 2.0 MeV y una corriente de haz de $I \approx 10$ nA para diferentes tiempos de irradiación. (a) TG-Green y (b) P56	98

- 3.36. Espectro de la muestra P56 irradiado con núcleos de helio a una energía de 1 MeV y con una intensidad de corriente de 10 nA durante 200 ms. Los círculos, junto al valor numérico superior, indican la longitud de onda de las principales bandas de emisión. (a) Evolución temporal (escala semilogarítmica) de la intensidad de las principales bandas de emisión del P56 a temperatura ambiente. (b) Evolución temporal de la intensidad normalizada de las principales bandas de emisión. 99
- 3.37. Degradación de la eficiencia luminiscente en función de la fluencia iónica para las diferentes muestras analizadas a temperatura ambiente. Las muestras fueron irradiadas con iones de deuterio a 2MeV y una corriente de 25 nA ($10^{13} \text{ p/cm}^2\text{s}$). La línea discontinua marca el valor de la mitad de intensidad inicial. 100
- 3.38. Degradación de la intensidad luminiscente integrada en función de la fluencia para tres haces distintos (H^+ , D^+ y He^{++}) a una energía de 1 MeV. El set de medidas se realizado a temperatura ambiente para la muestra TG-Green (Tga). 101
- 3.39. Inverso de la intensidad normalizada frente a la fluencia. (a) Para las 4 muestras analizadas con un haz de D^+ a 2 MeV y corriente de haz $I = 25 \text{ nA}$. (b) Para la muestra de TG-Green (Tga) con haces de las 3 especies iónicas 1 MeV. Los símbolos representan los puntos experimentales y las líneas continuas negras representan el ajuste del modelo. 102
- 3.40. Espectros de emisión del centelleador TG-Green calentado a 100°C e irradiado con partículas alfa a 3.5 MeV y una corriente de haz de $I \approx 28 \text{ nA}$ 104
- 3.41. Intensidad relativa en función de la fluencia para las dos muestras centelleadoras estudiadas (TG-Green y P56) y diferentes temperaturas de operación. Las muestras fueron irradiadas con un haz de He^{++} a una energía $E = 3.5 \text{ MeV}$. El conjunto completo de puntos experimentales no se muestra para mayor claridad. 104
- 3.42. Inverso de la intensidad normalizada frente a la fluencia para diferentes temperaturas de operación. (a) Datos de la muestra TG-Green. (b) Datos de la muestra P56. Todo este set de medidas se llevó a cabo con un haz de núcleos de helio a 3.5 MeV y una intensidad de haz de $I=28 \text{ nA}$. Los símbolos representan los puntos experimentales y las líneas continuas negras representan el ajuste del modelo de Black-Birks. 105
- 3.43. (a) Representación esquemática del montaje experimental para las medidas de la respuesta temporal con un sistema de pulsado de haz. (b) Imagen del montaje instalado en la cámara de ionoluminiscencia. 108

3.44. Evolución temporal de la señal luminiscente para muestras irradiadas con un haz de H^+ pulsado para dos temperaturas diferentes: a) Pulsos luminosos de la muestra TG-Green a temperatura ambiente (azul) y a 450°C (rojo). b) Pulsos luminosos de la muestra P56 a temperatura ambiente (azul) y 450°C (rojo).	108
3.45. (a) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminiscente para diferentes temperaturas de la muestra TG-Green. Las señales temporales se comparan con dos simples exponenciales (líneas discontinuas) con tiempos característicos de decaimiento de $\tau = 350$ ns y $\tau = 500$ ns. (b) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminiscente para diferentes temperaturas de la muestra P56. Las señales temporales se comparan con dos simples exponenciales (líneas discontinuas) con tiempos característicos de decaimiento de $\tau = 0.8$ ms y $\tau = 1.0$ ms.	109
4.1. Principio de funcionamiento de una cámara digital. La imagen en escala de grises queda representada por una matriz numérica.	112
4.2. (a) Principio de funcionamiento de la esfera integradora, mostrando las múltiples reflexiones que se producen en su pared interior. (b) Esfera Integradora montada en AUG. (c) Esfera integradora con las lámparas en funcionamiento.	115
4.3. (a) Fotograma obtenido al reemplazar la cabeza del detector por la esfera integradora. (b) Perfiles horizontal y vertical de la intensidad de los pixeles del frame. . . .	116
4.4. Radiancia espectral de la esfera integradora en función de la longitud de onda (azul) junto al espectro de emisión normalizado del centelleador TG-Green (verde). . . .	117
4.5. (a) Montaje experimental mostrando el espectrómetro para la medida del coeficiente de transmisión del filtro óptico. (b) Coeficiente de transmisión del filtro paso de banda (puntos azules) junto al ajuste gaussiano de los datos experimentales (rojo). . .	118
4.6. Producto de la radiancia espectral con el factor de transmisión en función de la longitud de onda.	119
4.7. (a) Representación esquemática del set-up experimental usado para la calibración del sistema óptico y la eficiencia de la cámara usando una esfera integradora. (b) Imagen del montaje experimental durante el proceso de calibración.	120
4.8. Frames Master Flat tomados con distintas resoluciones de la cámara y un tiempo de exposición de 6 ms. La zona central presenta una respuesta homogénea.	120
4.9. Tomas Master Flat adquiridas con tiempos de exposición de 1, 3 y 6 ms. Representación de la intensidad promedio de la zona central homogénea en función del tiempo de exposición.	122

4.10. Histogramas de la ROI definida en la zona central de los fotogramas obtenidos con la esfera integradora para varias distancias entre la esfera y el puerto de entrada del sistema óptico.	122
4.11. (a) Histograma de la intensidad de los pixeles que constituyen la ROI en un frame tomado con una resolución de 256x256 y un tiempo de integracion de 3 ms. (b) Máximo del histograma de la ROI para distintas resoluciones y tiempos de exposición de la cámara.	123
4.12. (a) Representación esquemática del set-up experimental usado para la calibración del sistema óptico y la eficiencia de la cámara usando una esfera integradora. (b) Imagen del montaje experimental durante el proceso de calibración.	124
4.13. Toma Master Flat de la esfera integradora tomada con un tiempo de exposición de 42 ms cuando la cámara se conecta al bundle de fibras ópticas.	124
4.14. Superficie S_{Ω} abarcado por un pixel de la cámara sobre: (a) el centelleador y (b) el puerto de la esfera integradora.	125
4.15. Izquierda: Diseño de la cabeza de FILD mostrando la estructura del colimador (pinole + slit) y la placa centelleadora. Derecha: Colimador (azul) junto distintas trayectorias de iones simuladas con el código FILDSIM.	128
4.16. Método para pasar del espacio de pixeles de un frame (a), al espacio de velocidades de los iones incidentes en el centellador (d). Las figuras centrales muestran los mapas de conversión entre espacios para el giroradio (b) y el pitch angle (c).	129
4.17. (a) Perfiles de distribución de giroradio a lo largo de la línea de $\Lambda = 55^\circ$. (b) Perfiles de distribución de pitch angle a lo largo de la línea de $\rho = 3$ cm. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores del giroradio y el pitch que se inician en el pinhole.	129
4.18. (a) Reconstrucción, en el espacio de velocidades, de la distribución de iones que impactan en el centelleador, a partir de las resoluciones en giroradio y pitch angle. (b) Región de integración definida en el espacio de pixeles.	130
4.19. (a) Factor de colimación y (b) Weighting function para el sistema FILD con un campo magnético de 1.7 T en el volumen activo del detector. Aproximadamente del 1-3 % de las partículas que alcanzan el detector FILD impactan sobre el centelleador.	131
4.20. Expresiones analíticas para la caracterización del flujo absoluto de iones en los detectores FILD.	132

- 5.1. AUG #30810: (a) Eje Izquierdo: Evolución temporal de la densidad en el núcleo (azul) y en el borde del plasma (verde). (a) Eje Derecho: Evolución temporal de la temperatura electrónica en el núcleo (negro) y en el borde del plasma (rojo). (b) Eje izquierdo: Evolución temporal de la potencia inyectada al plasma por los sistemas de calentamiento. (b) Eje Derecho: Evolución temporal de la temperatura del pinhole medida con una cámara infrarroja. 134
- 5.2. (a) Frame Raw de la descarga AUG#30810 en $t=2.7$ s mostrando el típico patrón de luz de las pérdidas asociadas a las NBI prompt loss. (b) Frame Master Dark. (c) Frame Master. (d) Imagen tridimensional de la señal del frame Master mostrando la forma de la señal de las prompt loss. Nótese como la relación señal/ruido se ha reducido tras la calibración del frame. 135
- 5.3. Tasa de iones rápidos que están incidiendo sobre el material centelleador en la descarga AUG#30810 en el instante de tiempo $t=2.7$ s. La integral del spot permite obtener la tasa absoluta de iones que inciden sobre el centelleador. 136
- 5.4. Mapa de temperaturas en la cabeza de FILD1 obtenido con una cámara infrarroja para la descarga AUG#30810 en $t=2.7$ s. La posición del pinhole de entrada del detector se indica con el punto verde. 137
- 5.5. (a) Imagen de la cabeza del detector obtenida con la cámara infrarroja. Se muestra el contorno de la cabeza y diferentes líneas de colores localizadas en distintas zonas del detector. (b) Evolución temporal del máximo de las pérdidas térmicas para cada una de las regiones analizadas. 138
- 5.6. Perfiles cinemáticos de la descarga AUG#30810 en $t=2.7$ s: Perfil de densidad (a) y perfil de temperatura (b) en función de la coordenada radial ρ_{pol} . (c) Imagen de la proyección poloidal de la densidad de ionización con los perfiles seleccionados para el NBI#3. 139
- 5.7. (a) Trayectoria tridimensional de un ion rápido dentro de la vasija del reactor obtenida con el código de simulación ASCOT. (b) Vista poloidal de una órbita banana (azul) con $E=60$ keV y $\Lambda=55^\circ$ incidiendo sobre FILD para la descarga AUG#30810 en $t=2.7$ s. Se muestra la posición de FILD1 dentro de la vasija mostrando la distancia entre el detector y la separatrix. 140
- 5.8. (a) Carga térmica sobre la pared de AUG para la descarga AUG#30810 en el instante $t=2.7$ s. (b) Carga térmica en la cabeza del detector FILD (en escala logarítmica). 141

5.9. (a) Evolución temporal de las pérdidas absolutas de iones rápidos medidas con FILD1 (señal negra) y carga térmica medida con la cámara infrarroja (señal azul) durante la fase NBI para la descarga AUG#30810. El heat load obtenido en el pinhole mediante la simulación con ASCOT se muestra con un punto rojo. (b) Evolución temporal de las pérdidas absolutas de iones rápidos medidas con FILD1 (señal negra) y carga térmica medida con la cámara infrarroja (señal azul) durante la fase de NBI+ICRH.	142
C.1. Poster presentado en la 1 st EPS Conference on Plasma Diagnostics (Frascati,Roma) en 2015.	166
C.2. Premio al mejor poster de la 1 st EPS Conference on Plasma Diagnostics (Frascati,Roma).	167
C.3. Poster presentado en la 21 st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (Madison, Wisconsin) en 2016.	168

Índice de cuadros

2.1. Parámetros principales del tokamak ASDEX Upgrade.	27
2.2. Parámetros característicos de los plasmas de AUG.	28
2.3. Frecuencias de ciclotrón para protones, deuterones y electrones en campos magnéticos típicos en un tokamak.	40
2.4. Coordenadas geométricas para la localización de los distintos detectores FILD instalados en AUG.	49
3.1. Lista de los materiales centelleadores más comunes usados en los detectores FILD de las principales instalaciones de fusión nuclear.	69
3.2. Espesores de las muestras centelleadoras obtenidos mediante RBS.	83
3.3. Valores de los parámetros S y k_B del modelo de Birk obtenidos a partir del ajuste de nuestros datos experimentales.	92
3.4. Dependencia del parámetro κ para el TG-Green con diferentes especies iónicas y temperaturas.	96
3.5. Dependencia del parámetro κ para el P56 con diferentes especies iónicas y temperaturas.	96
3.6. Tabla con los valores $F_{\frac{1}{2}}$ obtenidos del modelo de Black-Birk para las distintas muestras centelleadoras irradiadas con deuterones a 2 MeV.	102
3.7. Tabla con los valores $F_{\frac{1}{2}}$ para la muestra TG-Green y diferentes especies iónicas obtenidos del modelo de Black-Birk.	103
3.8. Valores del parámetro $F_{\frac{1}{2}}$ obtenidos experimentalmente para las dos muestras centelleadoras para diferentes temperaturas.	105
3.9. Estimación del número de pulsos que podrá soportar el material TG-Green en ITER.	107
4.1. Parámetros geométricos de la estructura tridimensional del colimador.	127